

Année 1966

N° d'ordre 217

THÈSES

présentées

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR-INGÉNIEUR

PAR

Maurice GABBAY

Ingénieur I. N. S. A.

PREMIÈRE THÈSE

Etude et réalisation d'un appareil à sonde ionique

DEUXIÈME THÈSE

propositions données par la Faculté

Soutenues le 24 Février 1966, devant la Commission d'Examen.

MM. R. BERNARD

Président

R. GOUTTE

C. GUILLAUD

} Examinateurs

LYON

Imprimerie GOUGENHEIM
237-239, Rue Duguesclin

1966

Année 1966

N° d'ordre 217

THÈSES

présentées

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR-INGÉNIEUR

PAR

Maurice GABBAY

Ingénieur I. N. S. A.

PREMIÈRE THÈSE

Etude et réalisation d'un appareil à sonde ionique

DEUXIÈME THÈSE

propositions données par la Faculté

Soutenues le 24 Février 1966, devant la Commission d'Examen.

MM. R. BERNARD Président

R. GOUTTE }
C. GUILLAUD } Examinateurs

LYON

Imprimerie GOUGENHEIM

237-239, Rue Duguesclin

1966

THÈSES

présentées

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR-INGÉNIEUR

PAR

Maurice GABRAY

Ingénieur I.M.S.A.

PREMIÈRE THÈSE

Etude et réalisation d'un appareil à sonde ionique



DEUXIÈME THÈSE

propositions données par la Faculté

Soutenue le 24 février 1955. Devant la Commission d'examen.

Président

M. R. BERNARD

Examinateurs

R. GOUTE
C. GUILAUD

LYON

Imprimerie GOUVERNEUR
22-23, rue Duguesclin

1955

UNIVERSITE DE LYON
FACULTE DES SCIENCES

Doyens honoraires

MM. LONGCHAMBON, MOUSSA, GAUTHIER Henri.

Professeurs honoraires

MM. de LARAMBERGUE, SOLLAUD, MENTZER, MOUSSA, JAFFARD, EYRAUD Henri,
DEJARDIN, VIRET.

Doyen

M. BRACONNIER

Assesseurs

MM. MESNARD
BOIDIN

Professeurs

MM. LONGCHAMBON	Minéralogie
PRETTRE	Chimie industrielle
COURTY	Chimie-Physique
KUHNER	Botanique
MALECOT	Mécanique rationnelle et appliquée
PARIS	Chimie minérale
AUMERAS	Chimie générale II
COLONGE	Chimie organique
JANIN	Physique générale
FLANDRIN	Géologie appliquée
BERNARD	Physique industrielle
DUFAY Jean	Astronomie
NIGON	Zoologie expérimentale
GAUTHIER Henri	Géologie générale
WAUTIER	Zoologie
CHOPIN	Chimie biologique
CUEILLERON	Chimie
BRACONNIER	Calcul différentiel et intégral
EYRAUD Charles	Chimie-Physique appliquée
SARAZIN	Physique nucléaire
BOIDIN	Microbiologie et Mycologie

PERES	Physiologie
MESNARD	Electronique
GRANDMONTAGNE	Physique
BOUTILLIER	Minéralogie
LAFOUCRIERE	Physique nucléaire théorique
DREUX	Chimie organique
TEICHNER	Chimie industrielle
PAVANS DE CECCATY	Zoologie
MERLIN	Chimie analytique
DUFAY Maurice	Physique de l'Atmosphère
PHILBERT	Physique nucléaire
COHEN-ADAD	Chimie
DAVID Louis	Géologie générale
CHANEL	Psychophysiologie
MAURY	Méthodes Mathématiques de la Physique
DEPRAZ	Physique nucléaire
GAUTHIER Jean	Chimie
GAUME	Physique expérimentale
UZAN	Physique S.P.C.N.

Professeurs sans chaire

MM. FERON	Mathématiques
LAFORGUE	Physique
LEGAY	Zoologie expérimentale S.P.C.N.
CHENEVOY	Géologie appliquée
GINET	Zoologie
ASCH	Physique
MICHEL Pierre	Minéralogie
M ^{le} MAITROT	Physique
GEVIN	Géologie générale
PONASSE	Mathématiques
d'INCAN	Physique
LEFEBVRE	Mathématiques
PERNET	Mathématiques
CHERY	Physique

BERGEON	Physique C.S.U.
Mle GAUTHERON	Chimie biologique
DESCOTES	Chimie organique
ERBEIA	Physique
Mne ERICSON	Physique générale
LEMOIGNE	Botanique

Maîtres de Conférences

MM. MARTEL	Mécanique
MATHIEU	Mécanique des fluides
PICARD Philippe	Mathématiques
DEMARCO	Géologie générale
MICHEL Georges	Biochimie
LEBRETON	Biologie végétale
DAVID Jean	Biologie animale
TOUSSET	Chimie propédeutique
FEUVRAIS	Physique Electricité
PICARD Claude	Mathématiques
SCHMITT	Physique C.P.E.M.
LAURENT	Chimie organique
ROT	Mathématiques
BETHOUX	Mathématiques T.M.P.
Mle CALAIS	Mathématiques
GUSAKOW	Physique
Mle THOMAS	Chimie minérale
COLOBERT	Physiologie
AUBIN	Analyse numérique
BUCHWALTER	Mathématiques
BOUZON	Mathématiques C.S.U.
COSNIER	Psychophysiologie
Mle LAMOURE	Biologie végétale
PORTHAULT	Chimie C.S.U.
VALLET	Chimie macromoléculaire

Maître de Conférences adjoint

M. PIERRON

Chimie

Conseiller administratif

M. BURNET

Secrétaire Principal honoraire

M. ROUX

Ce travail a été réalisé dans le laboratoire du Département de Physique de l'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon.

Je prie respectueusement Monsieur le Professeur BERNARD, Directeur de ce Département, de trouver ici l'expression de ma très vive gratitude pour le soutien bienveillant qu'il m'a toujours prodigué et pour l'honneur qu'il me fait en acceptant de présider le Jury de cette thèse.

Ce sont Messieurs GOUTTE et GUILLAUD, Maîtres de Conférences à l'Institut National des Sciences Appliquées, qui ont guidé pas à pas ces recherches. Leurs encouragements, leurs conseils, leurs suggestions, leurs critiques sont autant de facteurs sans lesquels rien n'aurait été fait. Je suis heureux de la possibilité qui m'est offerte ici de leur exprimer tout spécialement ma profonde reconnaissance.

Je ne saurais oublier tous mes camarades de laboratoires, chercheurs, techniciens et mécaniciens, pour l'aide permanente qu'ils m'ont toujours apportée dans une atmosphère cordiale et sympathique.

- : - : - : - : -

ETUDE ET REALISATION D'UN APPAREIL A SONDE IONIQUE

SOMMAIRE

INTRODUCTION

CHAPITRE I : Principe d'un appareil à sonde

CHAPITRE II: Etude des principaux éléments

1°) Le canon

2°) Le système réducteur

CHAPITRE III : Le système défecteur

CHAPITRE IV : Description générale du dispositif expérimental

1°) Description de la colonne principale

2°) Description du groupe de pompage

3°) Alimentation haute tension

CHAPITRE V : Etude expérimentale de l'appareil

1°) Principe général de réglage de l'appareil

2°) Etude des aberrations

3°) Mesure du diamètre du spot

CHAPITRE VI : Application à la microscopie à balayage

CONCLUSION

I N T R O D U C T I O N

Le but de notre travail consistait à étudier et à réaliser un appareil permettant d'obtenir une microsonde ionique, c'est-à-dire un spot très petit d'ions positifs ou d'électrons. La microsonde est, en général, l'image réduite d'une source de particules donnée par un système de lentilles réductrices.

C'est en 1937 que Von Ardenne réalisa le premier appareil à microsonde électronique (1) et développa son application à la microscopie à balayage. Deux ans plus tard, il mit au point un appareil à microsonde ionique positive et l'utilisa pour des micromanipulations (2).

Depuis cette date, les appareils à sonde électronique ont bénéficié de nombreux perfectionnements et principalement depuis 1950, date à laquelle Castaing (3) utilisa une sonde électronique pour effectuer la microanalyse ponctuelle des métaux par émission directe de rayons X.

Actuellement les appareils à microsonde électronique constituent un moyen puissant d'investigation des propriétés des solides. De très nombreuses applications mettant à profit cette technique ont été développées (microscope électronique à ombre, microfoyer pour rayons X, microscope à rayons X, machine pour micro-usinage etc).

Toutefois, les travaux concernant la réalisation de sondes à ions positifs sont beaucoup plus rares. Ceci est inhérent à l'utilisation des ions positifs. En effet, il est nécessaire d'employer une optique électrostatique moins connue que l'optique magnétique ; de plus l'émission des sources solides d'ions est faible et parfois instable, la charge d'espace est importante et la contamination des surfaces bombardées est très rapide. Enfin le domaine d'application des sondes à ions positifs est certainement plus restreint que celui des sondes électroniques. Néanmoins, compte-tenu des progrès réalisés ces dernières années tant en optique corpusculaire qu'en technique du vide, nous avons voulu réaliser un appareil à sonde utilisable avec des électrons ou des ions positifs. Tout en conservant les avantages résultant de l'utilisation des électrons, un tel appa-

reil permet d'aborder des problèmes originaux, spécifiques au bombardement ionique positif, tels que la spectrographie de masse ponctuelle des solides, par exemple.

CHAPITRE I

ETUDE GENERALE DE LA SONDE

Un appareil à sonde ionique est basé sur le principe suivant : un faisceau de particules issu d'un canon est focalisé en un spot fin à l'aide d'un système optique réducteur.

Les meilleures performances de l'appareil sont obtenues lorsque le diamètre de la source est minimal et l'intensité par unité d'angle solide, maximale. Le choix du canon est fait en tenant compte de ces deux conditions.

Le diamètre de la source étant fixé, celui du spot final dépend du facteur de réduction du système optique. Le choix du nombre d'éléments de ce système et de leurs caractéristiques doit satisfaire aux deux impératifs contradictoires suivants : la sonde doit avoir un diamètre minimal et une intensité maximale. Elle doit de plus être réelle et non immergée dans le système réducteur. Celui-ci peut être constitué d'une ou plusieurs lentilles.

Prenons par exemple un système à deux lentilles que nous pouvons exciter séparément ou simultanément. Si la position de ces lentilles ne varie pas et si la distance source cible (sur laquelle le faisceau est focalisé) reste constante, les différentes conditions de travail possibles sont représentées sur la figure 1 (4).

Tous ces arrangements peuvent permettre de réaliser un compromis entre les deux impératifs contradictoires déjà cités.

Pour des raisons de simplicité et de facilité d'utilisation, nous avons choisi un système réducteur à une seule lentille (figure 1 a). Ce montage ne nécessite en effet que l'alignement de la source par rapport à cette lentille unique. Pour un rapport de réduction global donné, la disposition adoptée permet d'obtenir un spot plus lumineux que le montage équivalent à 2 lentilles fonctionnant chacune dans des conditions voisines (figure 1 e).

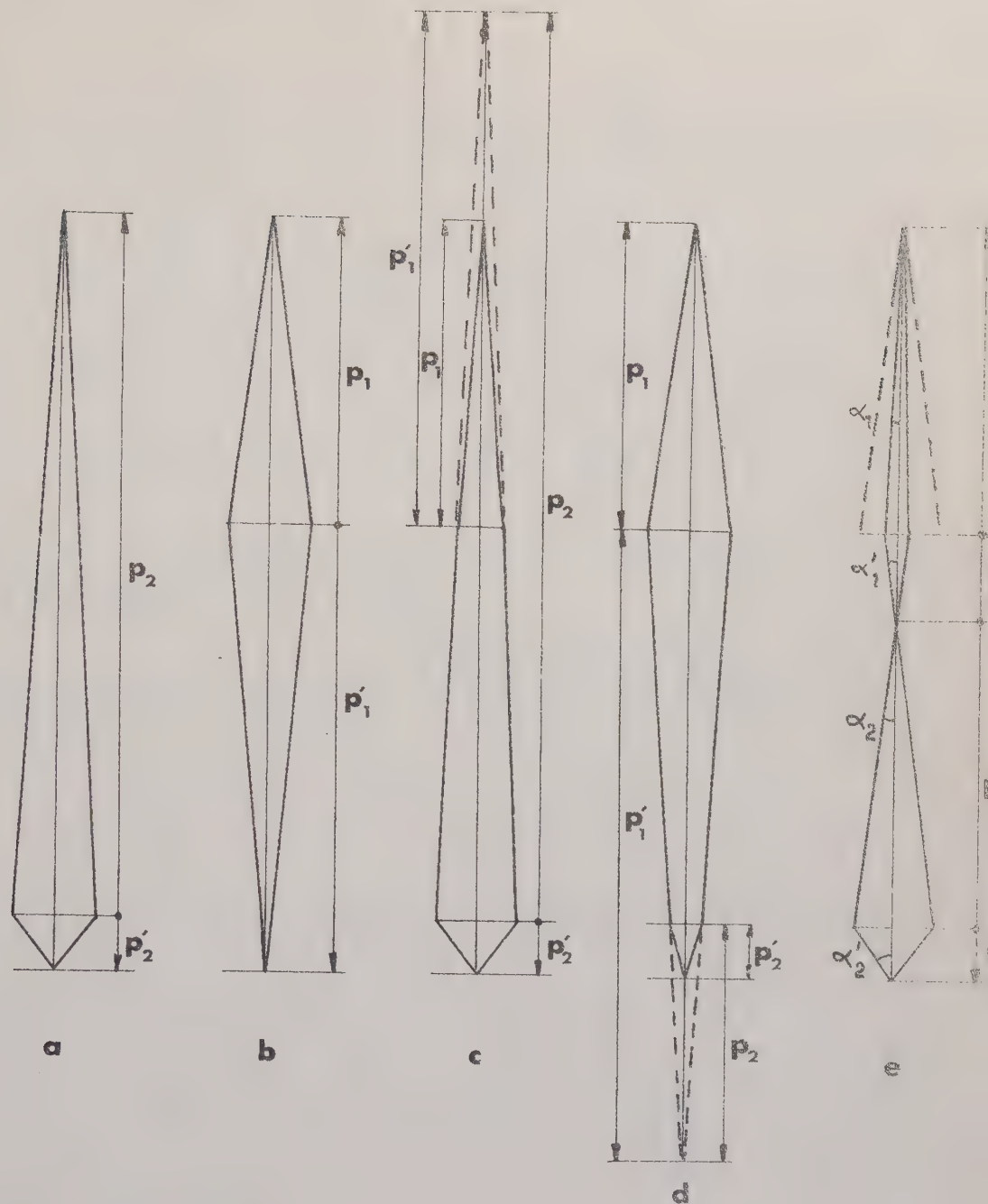
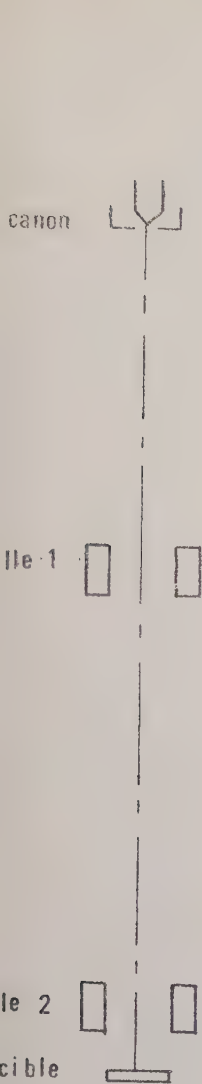


Fig 1

Différentes possibilités de fonctionnement
du système réducteur

11. 11. 11.

12.

13. 13. 13.

14.

En effet, si nous tenons compte du fait que la lentille 2 ne capte qu'une partie du flux traversant la lentille 1, l'angle d'ouverture α'_2 dans l'espace image de la lentille 2 est :

$$\alpha'_2 = \frac{r_2}{p'_2} \quad \text{si } r_2 \text{ est le rayon de la pupille de sortie de la lentille 2}$$

L'angle utile α_2 est donc égal à :

$$\alpha_2 = \alpha'_2 \cdot \frac{p'_2}{p_2} \quad \text{soit} \quad \alpha_2 = \frac{r_2}{p_2}$$

Or cet angle α_2 est égal à l'angle utile d'ouverture α'_1 dans l'espace image de la lentille 1 ($\alpha_2 = \alpha'_1$).

L'angle d'ouverture utile α_1 dans l'espace objet qui correspond à l'angle utile d'émission de la source est :

$$\alpha_1 = \frac{r_2}{p_2} \cdot \frac{p'_1}{p_1}$$

or $\frac{p'_1}{p_1}$ est égal à γ_1 , grandissement de la lentille 1, et $\gamma_1 \cdot \gamma_2$

est égal à γ grandissement global de l'instrument. D'où :

$$\alpha_1 = \frac{r_2}{p_2} \cdot \gamma_1 = \frac{r_2}{p_2} \cdot \frac{\gamma}{\gamma_2} = \frac{r_2}{p_2} \cdot \gamma \cdot \frac{p_2}{p'_2}$$

$$\alpha_1 = \gamma \cdot \frac{r_2}{p'_2}$$

γ étant fixé ainsi que r_2 , nous voyons que l'angle α_1 sera d'autant plus grand que p'_2 sera plus petit.

Or p'_2 ne peut être inférieur à la distance focale de la lentille terminale.

Le montage le plus lumineux, c'est-à-dire celui pour lequel l'angle utile

d'émission α_1 est le plus grand, devra donc comporter une lentille terminale de faible distance focale, la mise au point ayant lieu au voisinage immédiat du plan focal image. C'est bien le cas du montage a, figure 5.

Toutefois nous avons conçu notre appareil de telle façon qu'il puisse recevoir le cas échéant une deuxième lentille. Nous avons prévu cette éventualité car un système réducteur à deux lentilles permet un réglage plus sensible du diamètre du spot et une mise au point sur un plan quelconque. En outre avec un tel système la constante d'aberration sphérique varie peu en fonction du diamètre du spot (5).

CHAPITRE II

ETUDE DES PRINCIPAUX ELEMENTS

1°) LE CANON

En optique électronique, les canons ont fait l'objet, depuis quelques années, d'innombrables études, tant théoriques qu'expérimentales. Il existe actuellement un grand nombre de types de canon (6). Ceci s'explique par le fait que tout appareil d'optique électronique doit posséder un canon comme source et que les propriétés de celle-ci interviennent souvent dans les performances de l'ensemble du montage.

a) Choix du type de canon

Le canon doit pouvoir fonctionner indifféremment avec des électrons ou des ions positifs et fournir un faisceau intense et de faible ouverture. En outre, pour éliminer les aberrations chromatiques, la dispersion d'énergie initiale des particules émises doit être faible. Du point de vue pratique il doit, de plus, présenter les avantages suivants :

- montage et démontage simples et rapides.
- possibilités de réglage des principaux éléments.

Compte-tenu de toutes ces conditions, nous avons choisi un canon à 3 électrodes.

b) Principe de fonctionnement

Avec les notations correspondant au fonctionnement électronique, les éléments constitutifs de ce canon triode sont :

- un filament F, en épingle à chevaux, porté au potentiel zéro.
- deux électrodes percées d'un trou circulaire W (Wehnelt) et A (Anode) respectivement portées aux potentiels V_p et V_a .

Le wehnelt et l'anode peuvent avoir une forme variable mais l'ensemble présente une symétrie de révolution par rapport à l'axe optique $z'z$ (figure 2).

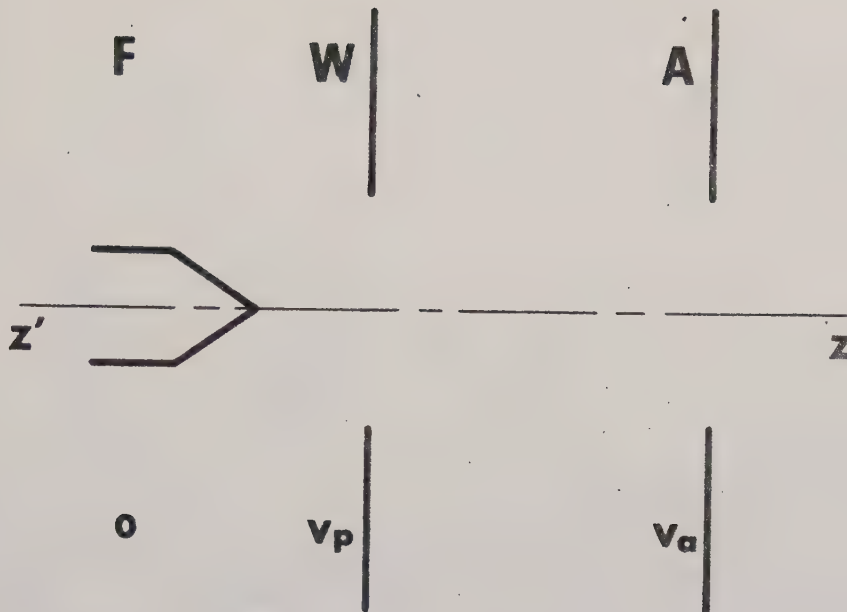


Fig 2

Le filament F, chauffé par effet Joule, émet des particules. Selon leur polarité, l'émission est due à l'effet thermoélectronique ou à l'effet thermoionique (7) (8).

L'allure générale des trajectoires (9) dans le canon est représentée sur la figure 3. Nous savons (10) qu'en assimilant le wehnelt et l'anode à deux lentilles minces, nous pouvons mettre en évidence les fonctions respectivement focalisatrice et accélératrice du wehnelt et de l'anode. En fait, ces deux fonctions ne sont pas aussi nettement séparées. En effet, les particules sont émises du filament avec une énergie faible, variable entre zéro et quelques électrons-volts. Leur vitesse à proximité du filament étant faible, elles sont aisément focalisées par le champ électrique situé entre le filament et le wehnelt. Simultanément, ces particules sont progressivement accélérées par l'anode. L'action du wehnelt est tout d'abord prépondérante mais à mesure que l'énergie des particules augmente, c'est l'action de l'anode qui le devient.

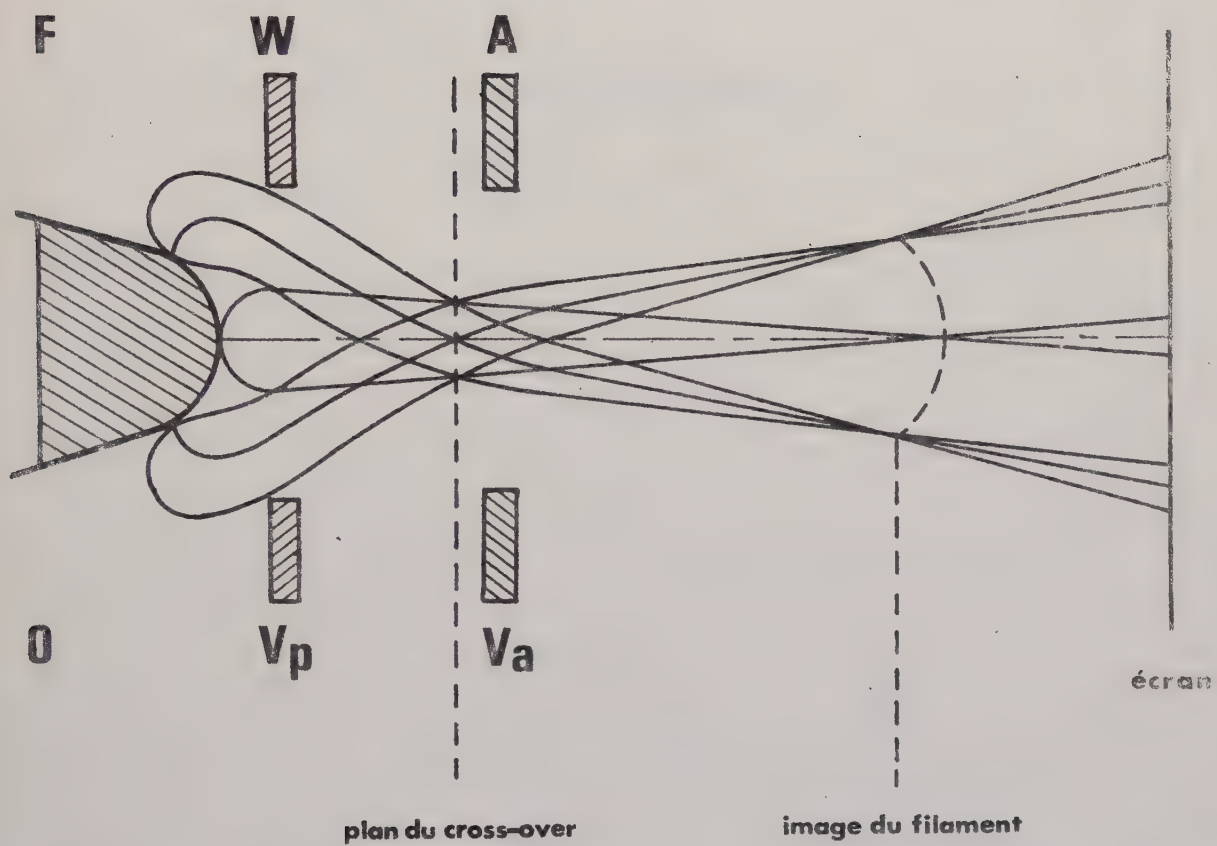


Fig 3: Allure des trajectoires des particules dans le canon triode

Les trajectoires des particules issues d'un point F de la surface du filament se recoupent en P' . Le lieu de P' lorsque P varie, est l'image de l'aire émettrice du filament (figure 3). D'autre part, l'ensemble des trajectoires constitue un faisceau dont la section droite la plus petite est appelée "cross-over" (figure 3). C'est le cross over qui sert de source effective à l'ensemble du montage et son diamètre intervient donc dans les performances globales de notre appareil.

c) Etude détaillée du canon

a) Schéma et grandeurs caractéristiques :

Le schéma théorique est représenté sur la figure 4.

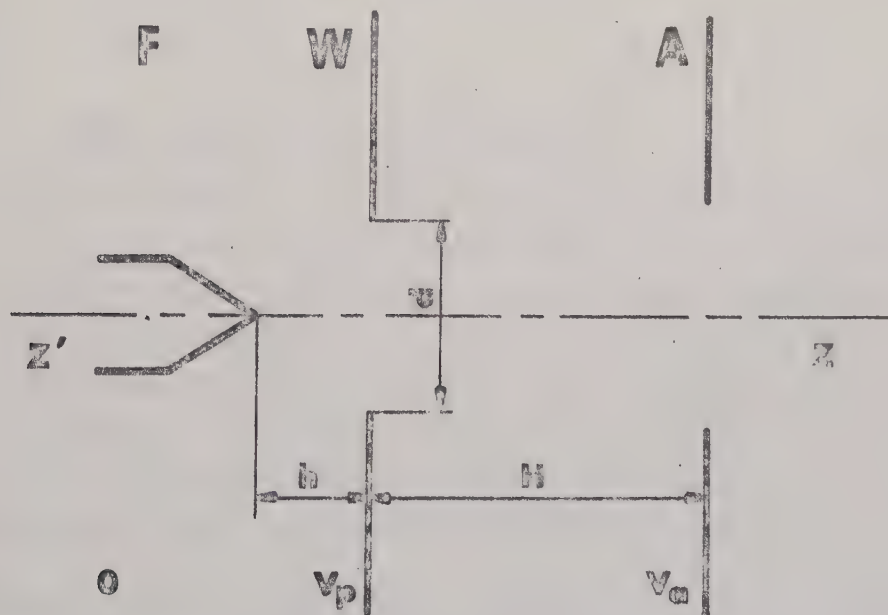


Fig 4

Ces grandeurs caractéristiques sont :

- h : distance filament-wehnelt
- d : diamètre de l'ouverture circulaire du wehnelt
- la forme géométrique du wehnelt (qui influe sur la forme des surfaces équipotentielles).

- H : distance anode-wehnelt. Son influence est secondaire par rapport aux précédents paramètres.
- T : température de la cathode ($^{\circ}\text{K}$)
- $\mathcal{I}_c$: densité du courant issu de la cathode (A/cm^2). $\mathcal{I}_c$ dépend de T et de la nature du filament.
- β : brillance de la cathode : c'est la densité de courant par unité d'angle solide ($[\text{A}/\text{cm}^2]/\text{sr}$).
- V_p : tension de polarisation du wehnelt (appliquée entre cathode et wehnelt : en volts).
- V_a : tension d'accélération des particules (appliquée entre cathode et anode en KV).
- I : Intensité du faisceau (A)
- α : angle d'ouverture du faisceau (rd)
- ϕ_c : diamètre du cross-over.

β) Mécanisme de formation du faisceau :

La figure 5 représente une coupe partielle de la cathode par un plan méridien et les traces des surfaces équipotentiellles dans ce plan. Seule la partie de la cathode pouvant être considérée comme une calotte sphérique est dessinée. L'ensemble du canon présente donc une symétrie de révolution par rapport à l'axe $z'oz$ et le tracé des trajectoires des particules peut se faire dans un plan méridien quelconque. La partie non hachurée de la cathode est au potentiel zéro. Les lignes équipotentiellles représentées, correspondent à un potentiel de signe contraire à celui de la charge électrique des particules.

A faible tension de polarisation (figure 5a), le wehnelt s'oppose peu à la pénétration des équipotentiellles du champ accélérateur. La calotte sphérique, découpée par l'équipotentielle zéro sur la cathode, est importante (partie non hachurée). En un point quelconque de cette surface, une particule sortant de la cathode est immédiatement soumise à un champ électrique simultanément focalisateur et accélérateur, l'action focalisante étant d'autant plus importante que la courbure des surfaces équipotentiellles est grande. Par contre, une particule émise d'un point de la surface hachurée est repoussée vers la cathode en raison de l'existence, dans cette région de l'espace du canon, d'un champ électrique antagoniste.

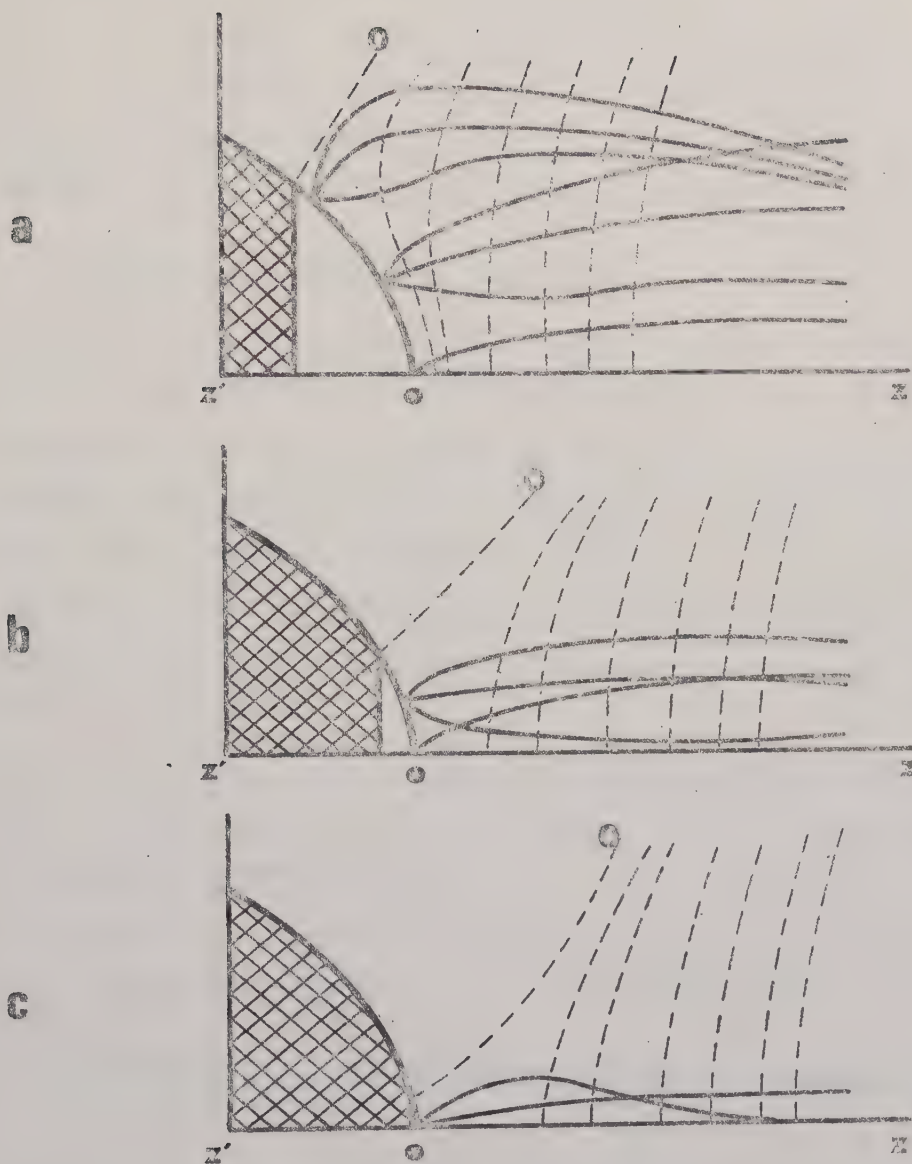


Fig 5: Modification des trajectoires en fonction de la polarisation

Lorsque la tension de polarisation croît, l'aire de la surface émissive diminue car l'équipotentielle zéro découpe sur la cathode, une calotte sphérique de plus en plus petite. Celle-ci se réduit à un point (figure 5 c) lorsque la surface équipotentielle zéro est tangente à l'extrémité de la cathode. Dès que le point de tangence disparaît, aucune particule n'est émise. La tension de polarisation V_p a atteint alors sa valeur de "cut-off".

8) Variation des différents paramètres

Il est important de connaître en fonction de la tension de polarisation V_p , les variations des grandeurs caractéristiques suivantes : β , I , α , ϕ_c .

Nous savons (11) (12) que l'allure générale de variation de ces différentes grandeurs, correspond aux courbes tracées sur la figure 6. De l'étude de ces courbes nous tirons les conclusions suivantes :

Lorsque la tension de polarisation décroît depuis sa valeur de "cut-off", la brillance β augmente puis passe par un maximum ; l'intensité I et l'angle d'ouverture α augmentent.

Nous obtenons chacune de ces courbes pour un couple de valeurs déterminé de T et de h . Quand un de ces paramètres change, la courbe change également, tout en conservant la même allure générale.

Nous verrons dans le paragraphe relatif à l'utilisation du canon que nos résultats expérimentaux coïncident avec les conclusions précédentes.

8) Distribution de la densité de courant dans une section droite du faisceau

Les variations de la tension de polarisation entraînent une modification de la distribution de la densité de courant dans une section droite du faisceau. L'allure de ces variations est représentée sur la figure 7.

Lorsque la tension de polarisation diminue depuis sa valeur de "cut-off" jusqu'à V_{p7} , la distribution de la densité de courant est tout d'abord maximale au centre du faisceau (figure 7 a, b, c), puis ce maximum central disparaît. La distribution est alors maximale sur la périphérie du faisceau et minimale au centre (figure 7 d). Au cours de cette évolution, l'aire de la section droite

$$V_a = cte$$

$$T_1 < T_2 < T_3 < T_4$$

$$d = cte$$

$$h_1 > h_2 > h_3 > h_4 > h_5$$

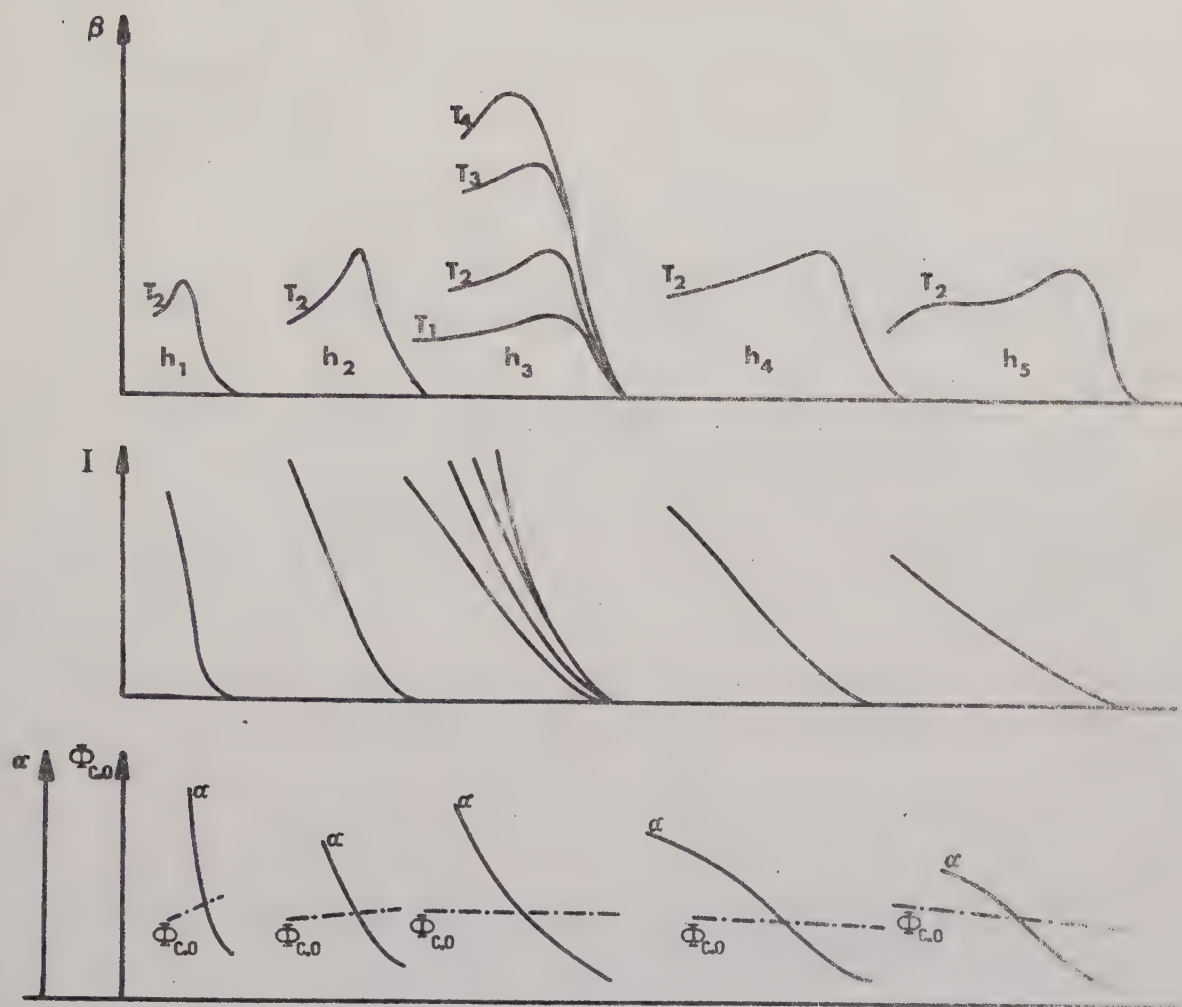


Fig 6 : Courbes caractéristiques du canon

du faisceau croît progressivement (cette augmentation correspond d'ailleurs à celle de l'angle d'ouverture).

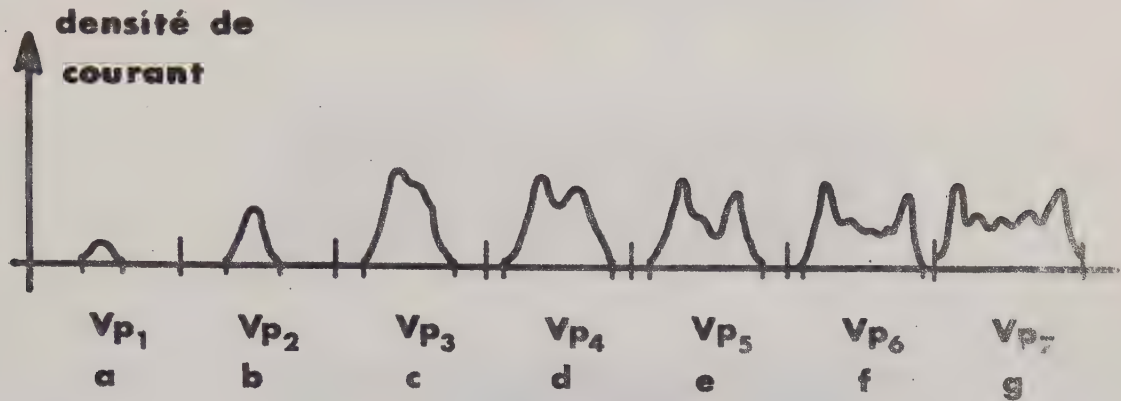


Fig 7

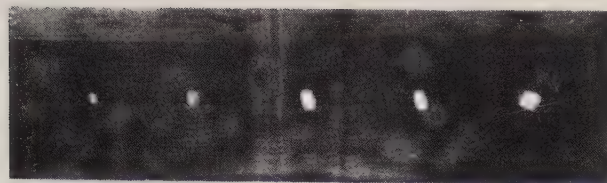
La planche I représente l'évolution de la trace du faisceau sur un écran placé à la sortie du canon, lorsque la tension de polarisation décroît à partir de V_p cut-off. Les variations d'intensité lumineuse sur ces clichés, donnent une idée de la distribution de la densité de courant sur une section droite du faisceau. Ces variations d'intensité lumineuse forment, à l'intérieur du faisceau, des figures caractéristiques très souvent elliptiques. Ces figures représentent la trace des surfaces équipotentielles dans le plan de l'écran. Celles-ci sont dues aux aberrations de sphéricité et d'astigmatisme car l'action focalisante du wehnelt peut être considérée comme celle d'une lentille électronique (13).

L'aberration de sphéricité limite également la densité de courant dans le faisceau ainsi d'ailleurs que la charge d'espace que nous étudierons par la suite.

d) Réalisation

La figure 8 représente une vue en coupe du canon que nous avons réalisé. Les photographies de celui-ci et de ses principaux éléments sont donnés sur la planche C.

planche I



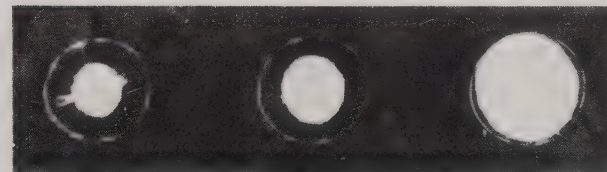
1 2 3 4 5



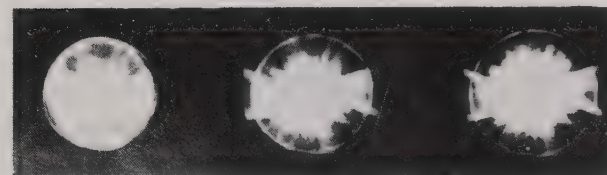
6 7 8 9 10



11 12 13 14



15 16 17



18 19 20



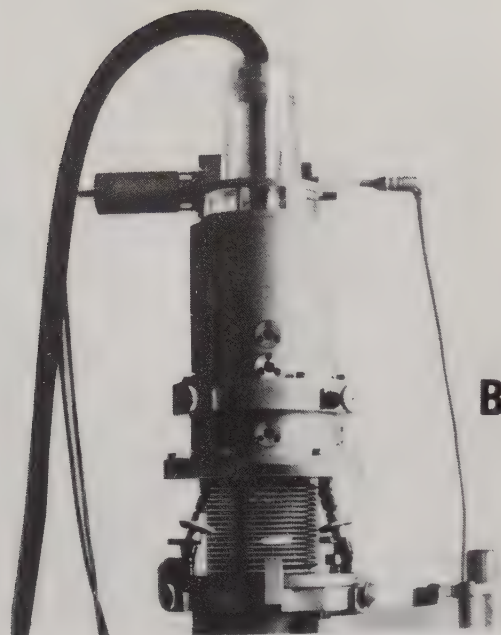
21 22 23

variation de la trace du faisceau avec la polarisation

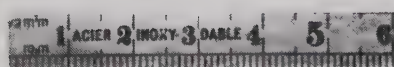
planche II



A



B



C



VUES DU CANON

L'ensemble filament-wehnelt est fixé sur le passage haute tension en plexiglass (1) (planche II A). Le filament est isolé du wehnelt plan (W) à l'aide de perles en stéatite. Son centrage par rapport à l'ouverture du wehnelt est effectué avant la mise en place de la pièce (1) à l'aide des 3 vis (P_1) à 120° . Le hublot (V_1) sur la colonne permet la mesure de la température de la source avec un micropyromètre optique à disparition de filament. D'autres hublots sont utilisés pour l'observation des différents éléments. Le wehnelt se visse sur la pièce (2) ce qui permet le réglage de sa distance au filament. L'anode (A) est centrable avec les 2 poussoirs (P_2), placés dans deux directions perpendiculaires et diamétralement opposés à deux ressorts de rappel. Le support d'anode (3) peut glisser dans l'alésage axial de la pièce de centrage (4) (planche II A). Ce déplacement permet de régler la distance anode-wehnelt H. Un diaphragme (D_1) réduit l'ouverture du faisceau dès sa sortie du canon. Il est monté sur un porte diaphragme mobile. Le canon repose sur une membrane souple (5) soudée sur deux flasques, ces 3 éléments sont en acier inoxydable. L'inclinaison du faisceau est réglée par les 3 poussoirs (P_3) placés à 120° . Enfin, l'ensemble du canon est centré par rapport au système réducteur avec les vis (P_4) situées à 120° également.

Les éléments (2) (3) et (4) sont en acier inoxydable amagnétique et la colonne est en duralumin A U 4 G. Les surfaces, entre lesquelles des claquages de tension sont susceptibles de se produire, sont polies et dépourvues d'angles vifs.

L'arrivée de la haute tension et du courant de chauffage du filament se fait par l'alésage du passage isolant (1), avec un câble coaxial 3 conducteurs maintenu par un serre-câble.

e) Utilisation

α) En canon à électrons

La source d'électrons est un filament de tungstène de 0,12 mm de diamètre (planche II C). Tous les paramètres géométriques étant fixés, nous chauffons le filament vers 2600°K (il a été préalablement vieilli afin d'éviter les déformations lors du premier chauffage). L'anode étant reliée à la masse, nous

polarisons le wehnelt (de 200 à 1200 V), puis nous augmentons progressivement la haute tension négative jusqu'à sa valeur d'utilisation (de 10 à 50 KV)!

La polarisation peut se faire de deux façons :

- soit avec une résistance variable constituée par une chaîne R_2 de dix résistances de $4,7\text{ M}\Omega$, placée entre le filament et le wehnelt (polarisation automatique).

- soit avec une alimentation continue stabilisée G_1 variable entre 200 et 1200 V!

Un commutateur double C permet d'utiliser l'une de ces deux méthodes (figure 9).

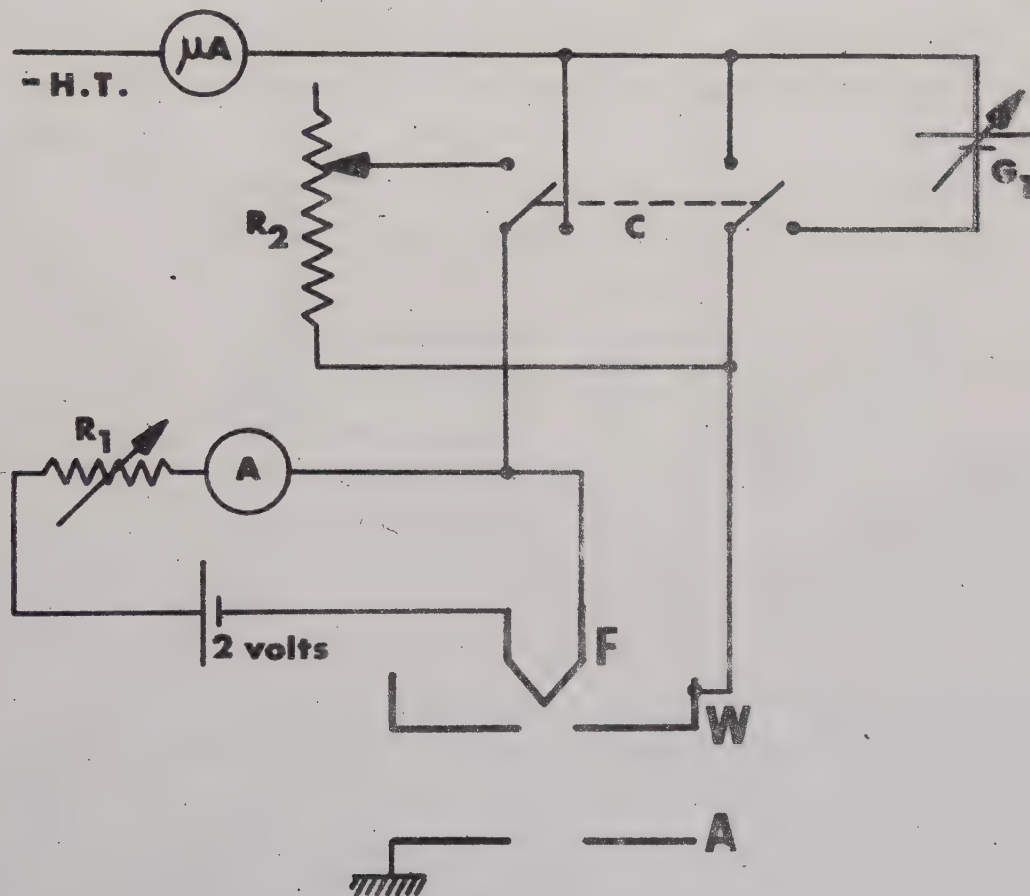


Fig 9

Sur un écran, nous observons le faisceau obtenu, souvent légèrement incliné par rapport à l'axe vertical du canon. Cette inclinaison provient d'un décentrage de la pointe du filament par rapport à l'ouverture du wehnelt. Nous corrigeons ce défaut en décentrant convenablement l'anode (considérée comme une lentille électrostatique). Nous introduisons alors le diaphragme D_1 que nous centrons par rapport au faisceau. Le réglage de la tension de polarisation nous permet de faire varier l'ouverture du faisceau, de façon à obtenir sur l'écran, une image analogue à celle du cliché n°5 de la planche I. La distribution de la densité de courant dans une section droite du faisceau, correspond alors à celle de la figure 7C.

Nous mesurons l'intensité en interceptant le faisceau avec une cage de Faraday amovible reliée à un nanoampèremètre.

Les principaux résultats de nos expériences sont donnés dans le tableau ci-dessous :

Température du filament	$T = 2600^\circ\text{K}$
Distance filament wehnelt	$h = 0,7 \text{ mm}$
Diamètre d'ouverture du wehnelt	$\phi = 1,8 \text{ mm}$
Distance anode-wehnelt	$H = 10 \text{ mm}$
Tension d'accélération	$V = 50 \text{ KV}$
Tension de polarisation	$V_p = 430 \text{ V}$
Tension de cut-off	$V_p \text{ cut-off} = 480 \text{ V}$
Intensité du faisceau	$I = 50 \text{ } \mu\text{A}$

Selon les besoins, nous utilisons un diaphragme D_1 de $50 \text{ } \mu$, $75 \text{ } \mu$, $100 \text{ } \mu$.

Par déplacement de ce diaphragme, nous pouvons mesurer approximativement la largeur du faisceau ($150 \text{ } \mu$ environ), et connaissant la distance anode diaphragme, nous calculons alors le diamètre du cross-over ($30 \text{ à } 80 \text{ } \mu$). L'introduction du diaphragme diminue peu l'intensité du faisceau en raison de l'allure de la distribution de la densité de courant. Avec un diaphragme de $50 \text{ } \mu$ le facteur de réduction d'intensité est de 0,6 environ.

Les conditions de fonctionnement pour obtenir ces résultats ne sont cependant pas strictes. Lors de notre étude expérimentale, nous avons eu l'occasion d'utiliser le canon dans des conditions très différentes. Chaque fois, nous avons obtenu des résultats satisfaisants grâce aux nombreuses possibilités de réglage. Ainsi, à l'aide des courbes expérimentales (figures 10, 11, 12), nous pouvons déterminer les valeurs des tensions d'accélération et de polarisation correspondant à un débit du canon donné. Les valeurs des paramètres géométriques qui nous ont permis d'obtenir ces courbes, sont les suivantes :

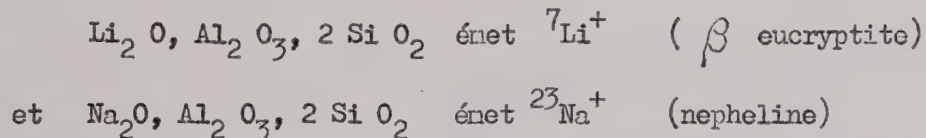
distance filament-wehnelt	$h = 0,4 \text{ mm}$
distance anode-wehnelt	$H = 8 \text{ mm}$
diamètre du trou du wehnelt	2 mm
diamètre du trou de l'anode	$2,5 \text{ mm}$

β) En canon à ions positifs

En théorie son fonctionnement est identique au précédent. Les polarités du filament et du wehnelt sont inversées et l'anode reste reliée à la masse. La source d'ions positifs est fixée sur l'extrémité du filament en V.

Sources d'ions positifs

Les sources sont à base d'aluminosilicate alcalin. Les ions en sont extraits par effet thermoionique, ainsi :



Ce sont les deux produits que nous utilisons. Ces substances émettent également d'autres ions parasites mais en faible quantité (14) (15).

Pour son utilisation, l'aluminosilicate est réduit en une poudre très fine que nous mélangeons avec du collodion. La pâte obtenue est déposée sur la pointe d'un filament de tungstène (planche II C). Après un séchage à l'air libre, nous chauffons le filament graduellement sous vide. L'aluminosilicate se vitrifie entre 1400 et 1700°K et se présente alors sous l'aspect d'une petite boule transparente de 0,5 à 1,5 mm de diamètre. La durée de vie de ce genre de sour-

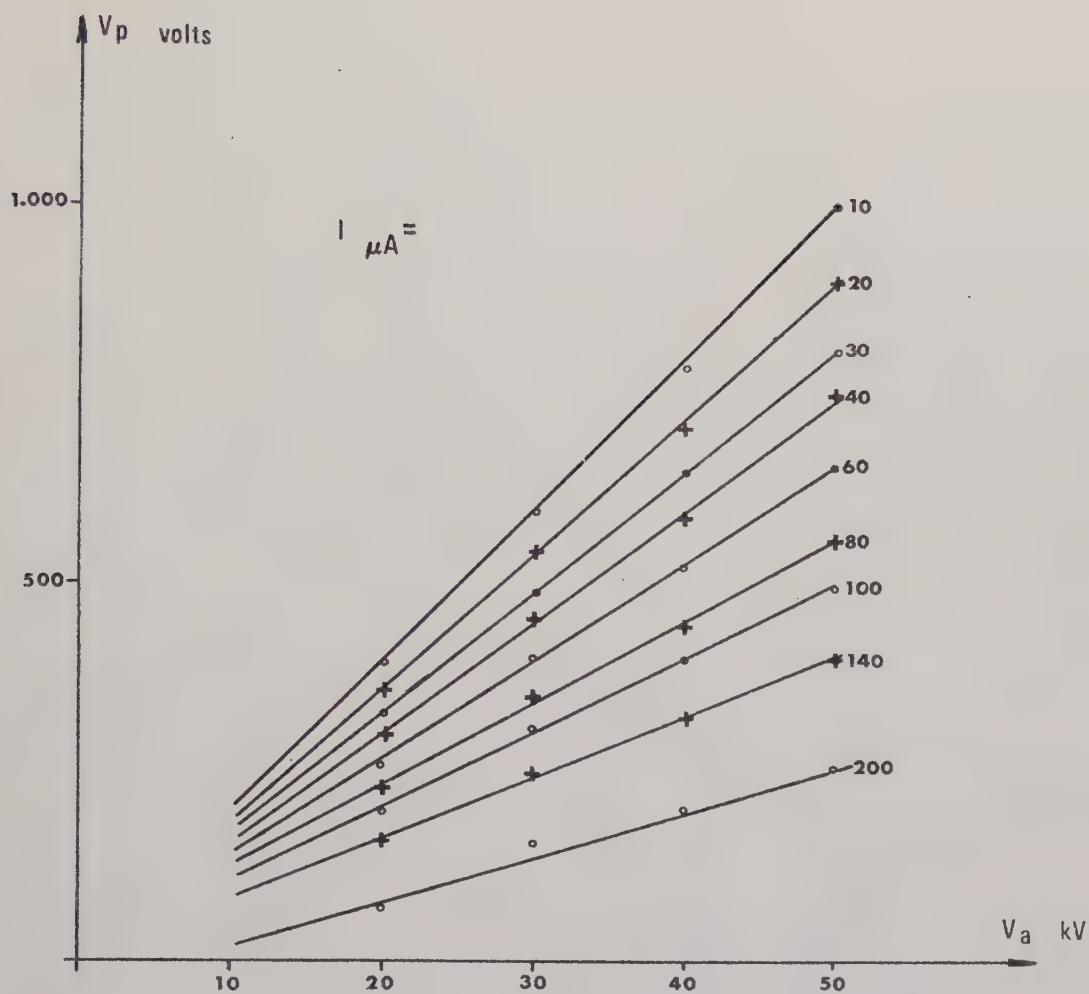
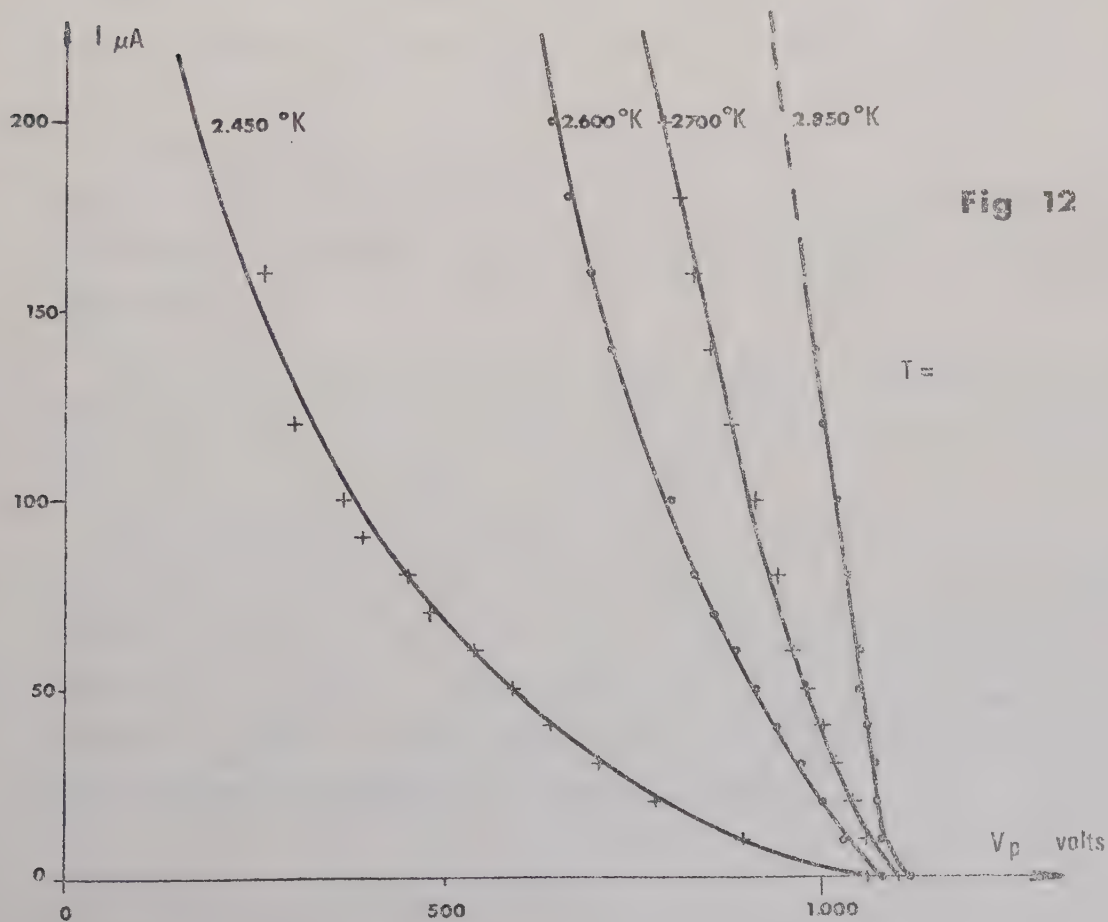
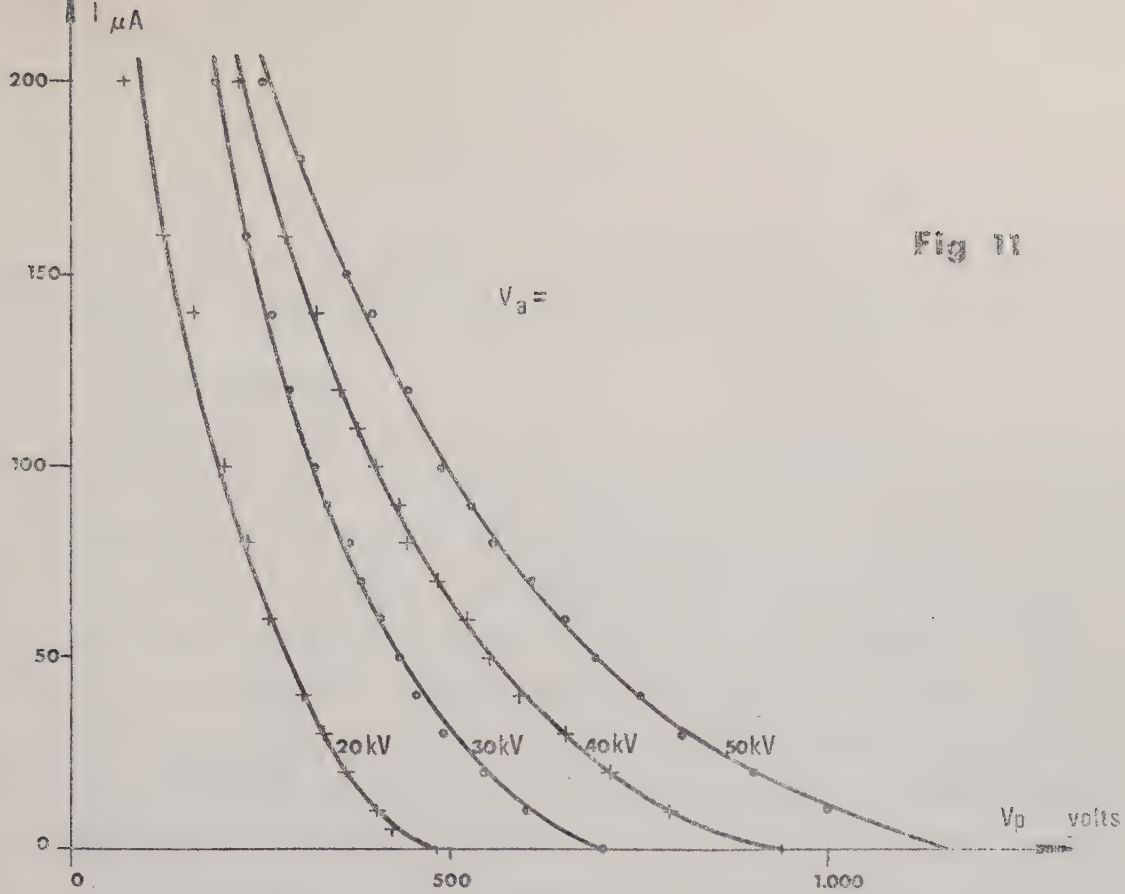


Fig 10

Courbes caractéristiques expérimentales du canon



ces est variable (de quelques minutes à 3 ou 4 heures) ; elle dépend beaucoup de la température de chauffage (risque de vaporisation).

Fonctionnement

Les conditions de fonctionnement et les paramètres géométriques sont les mêmes que pour l'utilisation du canon avec des électrons. Les méthodes précédentes de polarisation du wehnelt sont encore applicables. Les réglages et leur chronologie sont semblables (l'allure générale des principales courbes caractéristiques est conservée). Toutefois, par rapport au canon à électrons, la stabilité de fonctionnement du canon à ions positifs est plus mauvaise et le débit est plus faible. L'ouverture du faisceau est plus grande et la distribution de la densité de courant, avec un maximum au centre du faisceau, est difficile à obtenir.

Nous obtenons un fonctionnement satisfaisant avec un diamètre du trou du wehnelt de 3 mm, la distance de la source au wehnelt étant de 0,6 mm environ (ce réglage est imprécis en raison du diamètre de la source). L'intensité débitée est de 40 μ A environ.

Après trois heures d'utilisation normale, le débit devient faible et instable : cette instabilité est due à l'importante contamination des surfaces des électrodes. L'isolement électrique est moins bon et des microdécharges apparaissent.

Remarquons que la source émet également quelques électrons qui peuvent être captés par le wehnelt. Ce phénomène peut être la cause de l'instabilité intermittente du canon à ions positifs (14).

En conclusion, le canon réalisé fournit, dans des conditions acceptables, un faisceau intense d'électrons ou d'ions positifs monocinétiques et le passage d'une utilisation à l'autre n'impose qu'un changement de filament et une inversion des polarités. Notons enfin que le fonctionnement avec des ions positifs ne nécessite aucune entrée de gaz dans l'enceinte, ce qui évite les recombinaisons très gênantes en microscopie ionique.

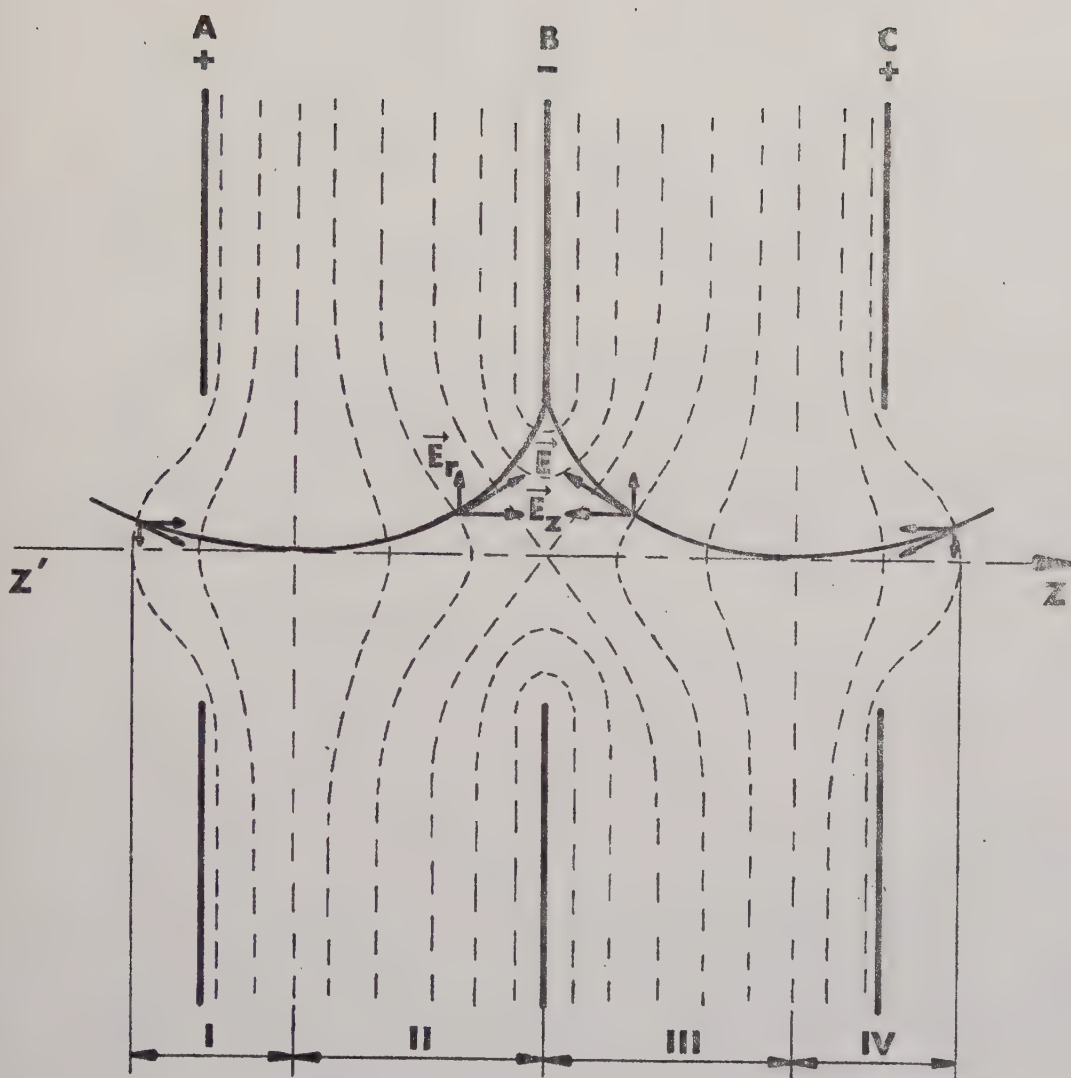


Fig 13: Variation du champ électrique dans la lentille

2°) Le système réducteur

Le système réducteur comporte un seul étage constitué par une lentille électrostatique. Le choix de l'optique électrostatique se justifie par l'utilisation de notre appareil à sonde soit avec des électrons, soit avec des ions positifs. En effet, dans les lentilles électrostatiques la charge spécifique n'intervient pas dans l'équation des trajectoires et les ions auront un comportement identique à celui des électrons.

Nous avons choisi une lentille symétrique à 3 électrodes planes car ce genre de lentille a fait l'objet de nombreuses études théoriques (16) et expérimentales (17) (18) qui nous ont servi de base. De plus, en raison de sa géométrie simple, nous pouvons obtenir une grande précision mécanique. Ce facteur joue un rôle très important sur les qualités de la lentille.

a) Principe de fonctionnement

Les trois électrodes planes, A, B, C, sont percées d'un trou circulaire de même diamètre et d'axe $z'z$ (figure 13). Les électrodes externes A et C sont polarisées positivement par exemple et l'électrode centrale B est polarisée négativement. Nous avons représenté la trace des surfaces équipotentielles dans un plan méridien. Nous savons que les lignes de champ électrique sont perpendiculaires aux lignes équipotentielles, et vont dans le sens des potentiels décroissants. Le champ électrique E se décompose vectoriellement suivant les composantes longitudinale E_z , et radiale E_r . Les variations de E dans la lentille déterminent 4 zones (figure 13).

Pour une particule de charge électrique négative traversant la lentille dans le sens $z'z$, les zones I et IV ont un effet divergent, et les zones II et III ont un effet convergent. A priori, le résultat global semble être nul. En fait, les zones II et III ont un effet prépondérant sur celui des zones I et IV car la vitesse des particules est plus faible dans la zone centrale convergente que dans les deux zones extrêmes divergentes (19). La lentille est donc convergente. Dans le cas d'une particule de charge électrique positive et pour les mêmes polarités des électrodes, un raisonnement analogue montre que la len-

tille reste encore convergente. Par conséquent, la lentille est toujours convergente, quelles que soient les polarités des électrodes et la charge de la particule. Afin d'obtenir une convergence notable, il est nécessaire d'appliquer entre les électrodes, des différences de potentiel du même ordre de grandeur que le potentiel d'accélération des particules.

b) Etude théorique du système réducteur

Ce système dépend d'un grand nombre de paramètres. Les caractéristiques générales de notre appareil, et les nécessités technologiques, nous obligent à fixer au départ les valeurs de certains de ces paramètres.

Assimilons tout d'abord le système réducteur à une lentille mince. Le faisceau, venant du cross-over, traverse la lentille qui le focalise. Nous appelons spot, l'image réduite de la source (figure 14) ; la longueur de la partie du faisceau comprise entre la sortie de la lentille et le spot est appelée distance de travail Z (voir figure 15).

Soient ϕ_{Co} le diamètre du cross-over
 ϕ_S le diamètre du spot
 p la distance objet entre la source et le centre optique
 p' la distance image entre le spot et le centre optique
 γ le facteur de réduction théorique

$$\text{Nous avons : } \gamma = \frac{\phi_S}{\phi_{Co}} = - \frac{p'}{p}$$

Le diamètre du cross-over ϕ_{Co} variant de 30 à 80 μ approximativement, nous choisissons la valeur du facteur de réduction théorique γ égale à 0,02, de façon à obtenir un diamètre du spot de la sonde variable entre 0,6 et 1,6 μ :

La valeur de la distance image p' dépend de la distance de travail Z et de l'épaisseur totale L_1 de la lentille (figure 15).

$$\text{Nous avons : } p' = Z + \frac{L_1}{2}$$

Détermination de la distance de travail Z

Nous envisageons d'utiliser la sonde sur une cible placée dans une cage de Faraday, elle-même fixée sur un passage étanche mobile. L'encombrement minimal de la cage détermine la valeur minimale de la distance de travail Z. Nous estimons que celle-ci ne peut être inférieure à 2 mm. Pour ce calcul approché nous prendrons $Z = 4,5 \text{ mm}$.

Détermination de l'épaisseur totale L_1 de la lentille

L'épaisseur totale L_1 de la lentille est fonction à la fois, de la distance inter-électrode ℓ et de l'épaisseur des électrodes ℓ_1 .

$$\text{Nous avons } L_1 = 2 \ell + 3 \ell_1$$

La distance inter-électrode ℓ ne peut descendre en dessous d'une certaine limite, car elle représente la distance de deux pièces métalliques en acier inoxydable et parfaitement polies portées à des potentiels différents ; sa valeur minimale est fixée par la nécessité d'éviter le claquage. A une pression de 10^{-5} mm de Hg et dans nos conditions expérimentales, la rigidité diélectrique est de l'ordre de 20 KV/mm . Or nous appliquons sur l'électrode centrale 50 KV au maximum (les électrodes externes sont toujours reliées à la masse). Il semble donc suffisant de placer les électrodes à 3 mm l'une de l'autre. En fait, l'expérience montre qu'avec une telle distance, des microdécharges nuisibles à la stabilité de fonctionnement, apparaissent de temps en temps. Par mesure de sécurité, nous nous fixons donc $\ell = 4,5 \text{ mm}$.

L'usinage précis des électrodes nécessitant une bonne rigidité du métal, nous impose une épaisseur minimale des électrodes de 1 mm .

L'épaisseur totale minimale L_1 de la lentille est donc :

$$L_1 = 2 \ell + 3 \ell_1 \quad \text{d'où} \quad \underline{\underline{L_1 = 12 \text{ mm}}}$$

Nous en déduisons la valeur de p' :

$$p' = Z + \frac{L_1}{2} \quad \text{d'où} \quad \underline{\underline{p' = 10,5 \text{ mm}}}$$

Calculons la distance objet p. Nous savons que :

$$|\gamma| = \left| \frac{p'}{p} \right| \quad \text{d'où} \quad \underline{\underline{p = 525 \text{ mm}}}$$

La formule élémentaire de l'optique géométrique

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = \frac{1}{f}$$

nous donne immédiatement la valeur de la distance focale f :

$$\underline{\underline{f = 10,3 \text{ mm}}}$$

En résumé, les principales grandeurs que nous venons de déterminer sont :

$z = 4,5 \text{ mm}$	$\gamma = 0,02$
$\ell = 4,5 \text{ mm}$	$p' = 10,5 \text{ mm}$
$\ell_1 = 1 \text{ mm}$	$p = 525 \text{ mm}$
$L_1 = 12 \text{ mm}$	$f = 10,3 \text{ mm}$

Nous pouvons maintenant déterminer les paramètres fondamentaux correspondant à l'utilisation réelle de la lentille c'est-à-dire au fonctionnement en lentille épaisse.

Calcul du diamètre D du trou central

Nous utilisons les abaques de Lippert et Pohlit (17) (18) (figures 16-17-18). Précisons que ces abaques ont été établies pour une différence de potentiel appliquée entre les électrodes égale au potentiel d'accélération des particules. Notons également que dans ces abaques, le paramètre L est égal à l'épaisseur totale L_1 , diminuée de l'épaisseur des électrodes externes (figure 15). On utilise le paramètre L et non pas L_1 car à l'extérieur de la région délimitée par L, le champ électrique a une influence négligeable.

Résultats

Nous avons $\ell_1 = 1 \text{ mm}$, $\ell = 4,5 \text{ mm}$ donc $L = 10 \text{ mm}$

$$\left. \begin{array}{l} \text{d'où } \frac{\ell_1}{L} = 0,10 \\ \frac{L}{f} = 0,97 \end{array} \right\} \rightarrow \frac{D}{L} = 0,54 \text{ et } \underline{\underline{D = 5,4 \text{ mm}}}$$

Calcul de l'abscisse du foyer Z_F

Les abaques (17) de la figure 17 nous permettent de calculer Z_F .

$$\left. \begin{array}{l} \frac{\ell_1}{L} = 0,10 \\ \frac{D}{L} = 0,54 \end{array} \right\} \rightarrow \frac{Z_F}{L} = 0,8 \quad \underline{\underline{Z_F = 8 \text{ mm}}}$$

~~$\frac{L}{f} = 0,97$~~

Nous en déduisons l'abscisse du plan principal image Z_H :

$$Z_H = Z_F - f \quad \underline{\underline{Z_H = - 2,3 \text{ mm}}}$$

Remarquons que la plan principal image est en avant du centre optique O ($Z_H < 0$) ; les plans principaux objet et image sont donc inversés par rapport à O . Ceci est dû à l'effet différentiel du ralentissement des particules (19)!

Le tableau des résultats généraux de cette étude est donné ci-dessous :

Epaisseur totale de la lentille	$L_1 = 12 \text{ mm}$
Epaisseur partielle de la lentille	$L = 10 \text{ mm}$
Epaisseur des électrodes	$\ell_1 = 1 \text{ mm}$
Distance inter-électrodes	$\ell = 4,5 \text{ mm}$
Diamètre des trous	$D = 5,4 \text{ mm}$
Distance focale	$f = 10,3 \text{ mm}$
Abscisse du foyer	$Z_F = 8 \text{ mm}$
Abscisse du plan principal image	$Z_H = - 2,3 \text{ mm}$

Fig 16

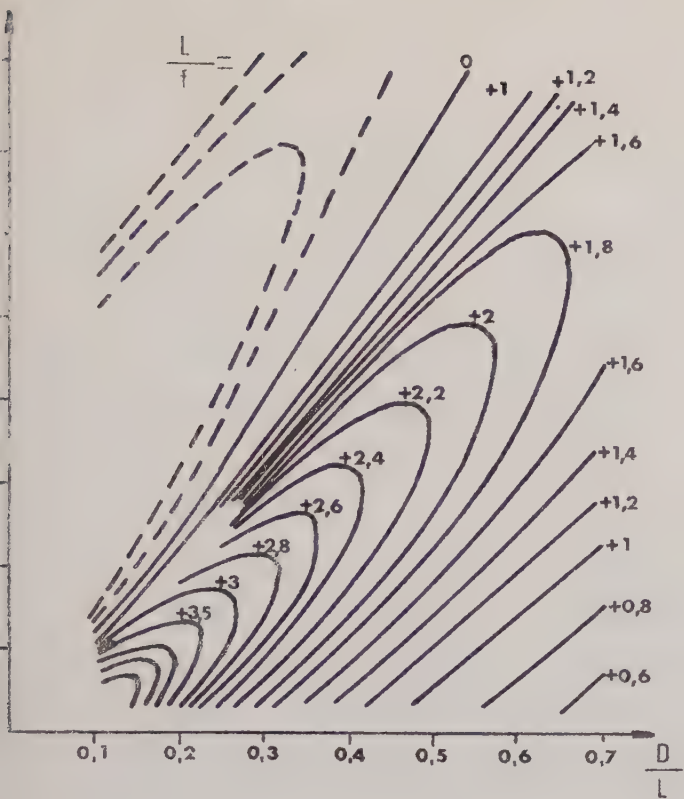


Fig 17

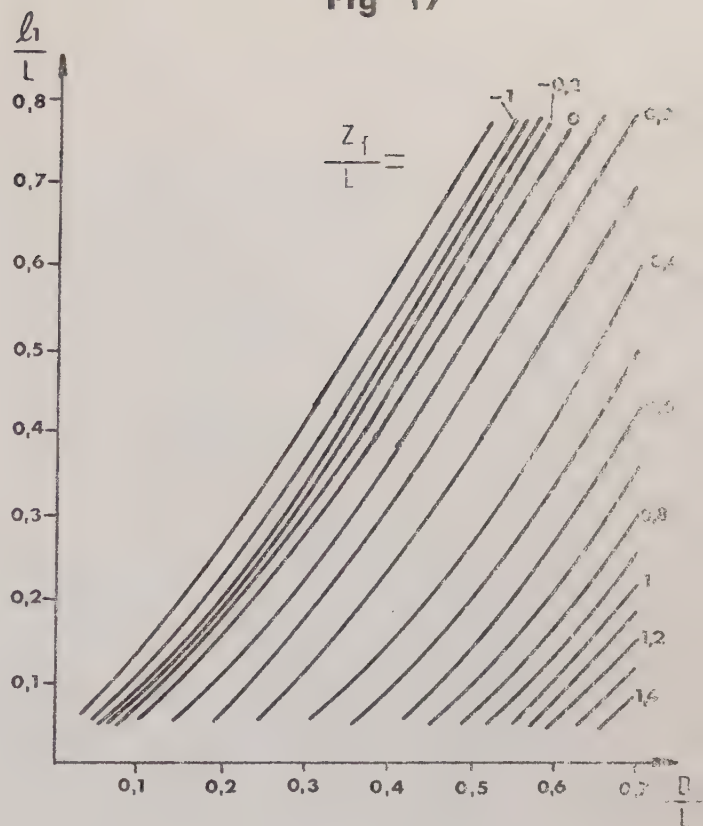
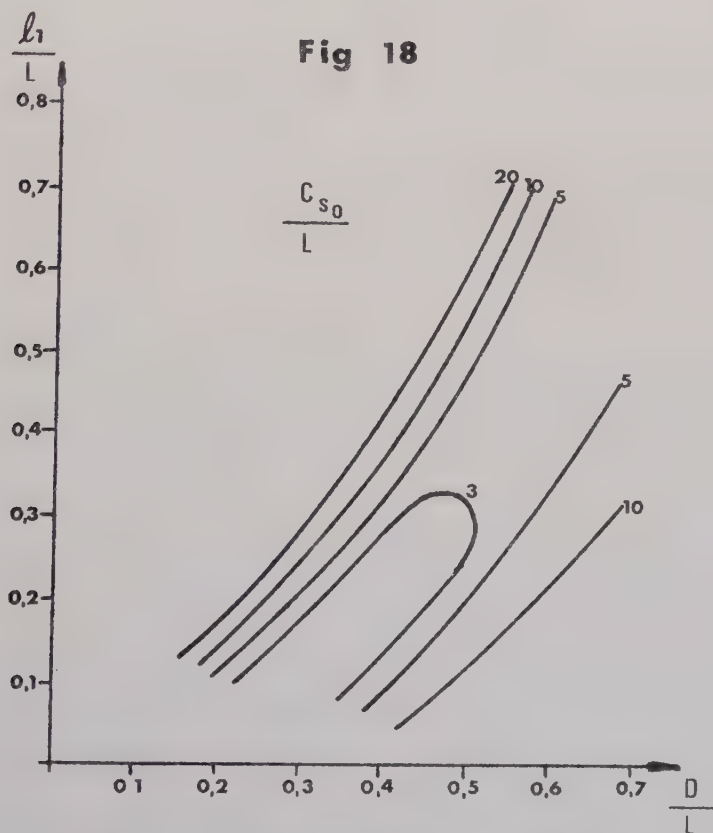


Fig 18



Abaques utilisés pour le calcul de la lentille

	<u>Lentille épaisse</u>	<u>Lentille mince</u>
Distance objet	$p = 527,3 \text{ mm}$	$p = 525 \text{ mm}$
Distance image	$p' = 10,33 \text{ mm}$	$p' = 10,5 \text{ mm}$
Distance de travail	$Z = 2 \text{ mm}$	$Z = 4,5 \text{ mm}$
Facteur de réduction	$\gamma = 0,02$	$\gamma = 0,02$

Remarque

Lorsque l'électrode centrale n'est plus portée au potentiel d'accélération des particules, les paramètres optiques de la lentille sont fonction de la tension V_L appliquée sur cette électrode centrale (20). En particulier, quand cette tension varie de ΔV_L autour de sa valeur V_L , la distance focale f subit une variation donnée par :

$$\frac{\Delta f}{f} = K \frac{\Delta V_L}{V_L}$$

où K est un coefficient qui, pour une lentille symétrique à trois électrodes, est de l'ordre de 2,4.

Nous serons amenés par la suite (chapitre V), à utiliser cette propriété.

c) Réalisation

Le schéma de la lentille est donné sur la figure 19. Les photographies de l'ensemble de la lentille et de ses différents éléments se trouvent sur la planche III.

La lentille est constituée par un boîtier (1) formant l'électrode inférieure. Les autres électrodes sont ajustées sur un cône usiné à l'intérieur du boîtier. Ce cône permet un alignement précis des axes des 3 trous et un démontage éventuel. Des lumières latérales assurent une bonne vitesse de pompage entre les électrodes.

L'électrode centrale (3) est montée sur une bague isolante (4) en aral-

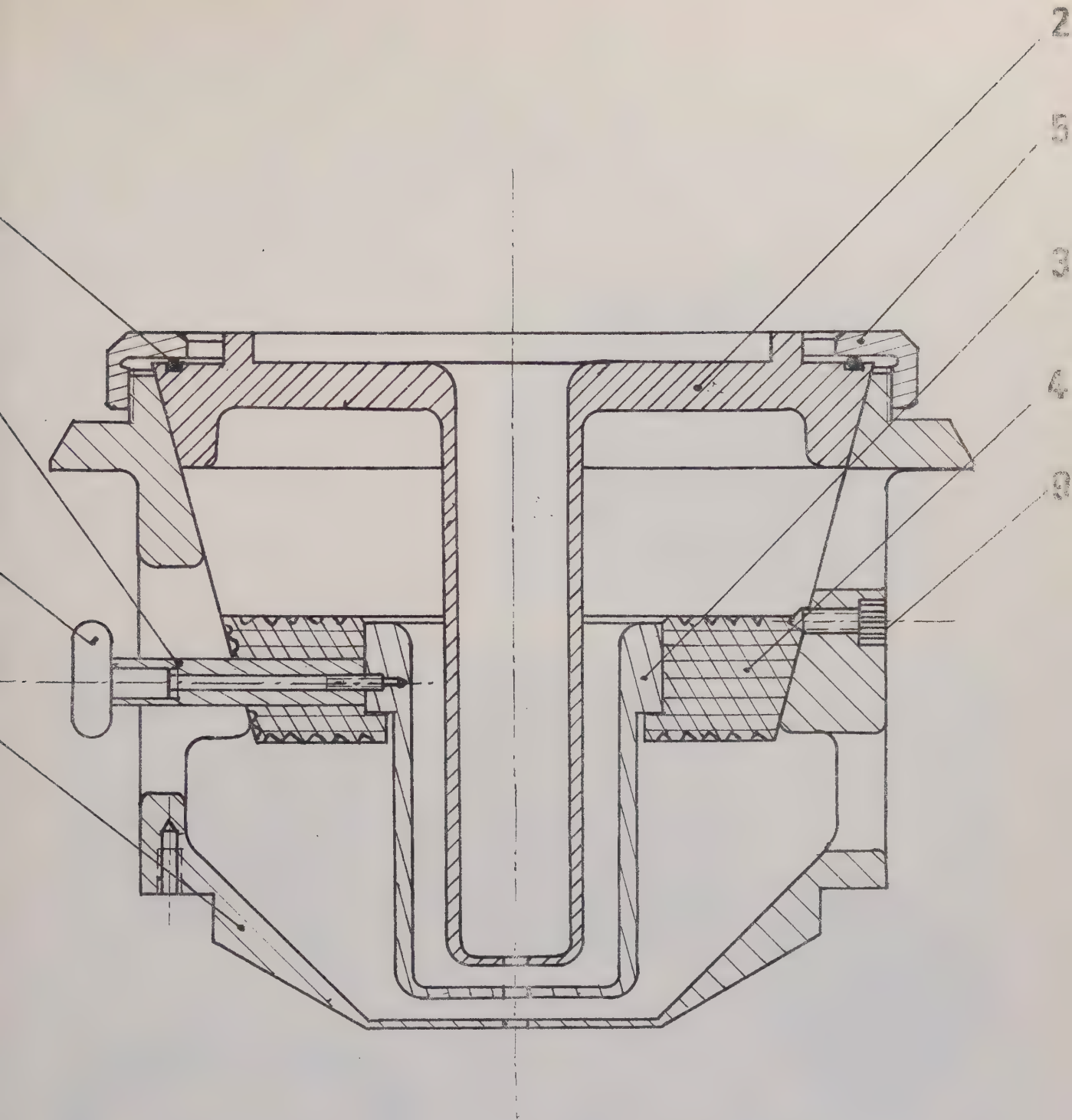
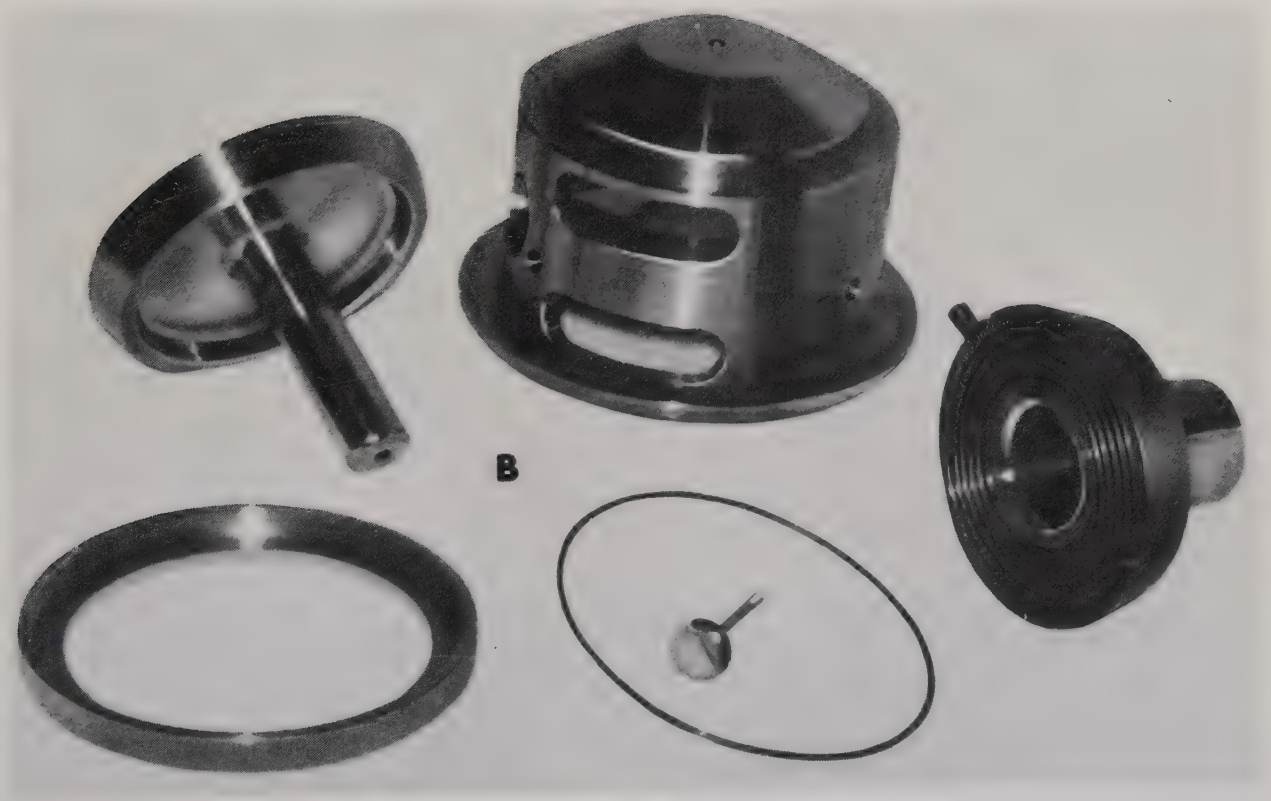
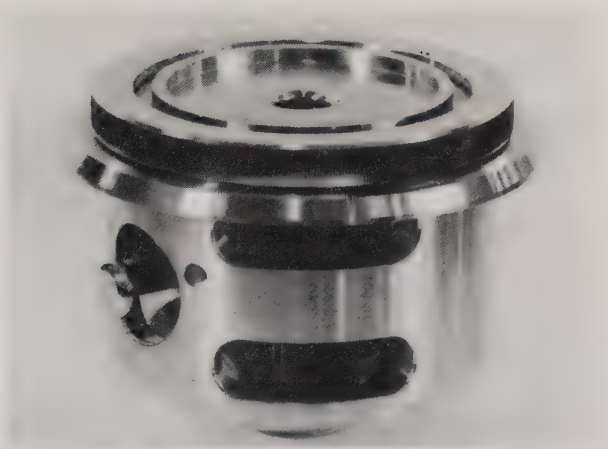


Fig 19

Schéma de la lentille

planche III



VUES DE LA LENTILLE

dite. Des sillons circulaires sont usinés sur les faces de la bague afin d'augmenter leur résistance électrique superficielle. La bague est maintenue en position par 4 vis isolantes en araldite (9). La haute tension est appliquée sur l'électrode centrale par le passage (6) (7) en laiton.

Le couvercle (2), constituant l'électrode supérieure, est plaqué sur le boîtier par la bague de blocage (5). Un joint torique (8) en caoutchouc se trouve entre le couvercle et la bague afin d'uniformiser le serrage.

L'ensemble est en acier inoxydable amagnétique. La précision de l'axialité des trous est de l'ordre du micron et le faux parallélisme entre les électrodes est inférieur à 0,01 mm. Toutes les surfaces ont été rectifiées et polies.

d) Détermination de la constante d'aberration de sphéricité :

L'aberration de sphéricité est le principal défaut des lentilles en optique électronique. Nous aborderons l'étude des autres aberrations, inhérentes à l'ensemble de l'appareil, dans le chapitre V relatif à l'étude générale de l'appareil à sonde.

A l'aide des abaques de la figure 18, nous calculons le coefficient d'aberration de sphéricité C_{so} connaissant les paramètres géométriques fondamentaux de la lentille, c'est-à-dire ℓ_1 , L, D.

Résultats

$$\left. \begin{array}{l} \frac{\ell_1}{L} = 0,1 \\ \frac{D}{L} = 0,54 \end{array} \right\} \rightarrow \frac{C_{so}}{L} \simeq 20 \quad C_{so} = 200 \text{ mm}$$

Remarquons que la valeur de C_{so} est approximative car nous sommes obligés d'extrapoler les abaques.

Notons encore que la valeur de C_{so} obtenue est valable pour un faisceau parallèle à l'axe. En effet, la constante d'aberration sphérique sur l'axe est fonction, dans une certaine mesure, de l'angle d'ouverture du faisceau c'est-à-dire de la distance de la source au centre optique 0, pour un diamètre d'ouver-

ture maxinal D de la lentille (voir figure 20).

Calculons la constante d'aberration de sphéricité réelle C_s correspondant aux conditions d'utilisation de notre système réducteur.

Nous savons (19) que le diamètre de la tache d'aberration est donné par la formulé :

$$\delta_{so} = 2 C_{so} \alpha_o^3 \quad (1)$$

$$\text{De même } C_s = 2 C_s \alpha^3 \quad (2)$$

$$\text{Sachant que } \alpha_o = \frac{D}{2 f} \quad \text{et} \quad \alpha = \frac{D}{2 p'}$$

les relations (1) et (2) donnent :

$$C_s = \left(\frac{p'}{f} \right)^2 C_{so}$$

La valeur corrigée de la constante d'aberration sphérique de notre lentille est :

$$C_s = \left(\frac{10,5}{10,3} \right)^2 \cdot 200 \quad \text{soit : } C_s = \underline{\underline{216 \text{ mm}}}$$

Nous avons également mesuré expérimentalement la valeur de C_s , en utilisant la méthode du bord d'écran (21) à partir de l'ombre portée, sur l'écran d'observation, d'une grille de pas connu (170 μ), placée à une faible distance X_1 du centre optique de la lentille.

La connaissance des grandeurs fixées sur la figure 21 et du pas de la grille nous permet de tracer l'ombre gaussienne d'un barreau, si l'aberration sphérique sur l'axe de la lentille n'existait pas. Le calcul donne alors :

$$C_s \alpha^3 = z_f \cdot \frac{\Delta R_1}{X_2}$$

Application numérique

$$\text{Avec } \alpha = 10^{-1} \text{ rd,} \quad X_2 = 260 \text{ mm}$$

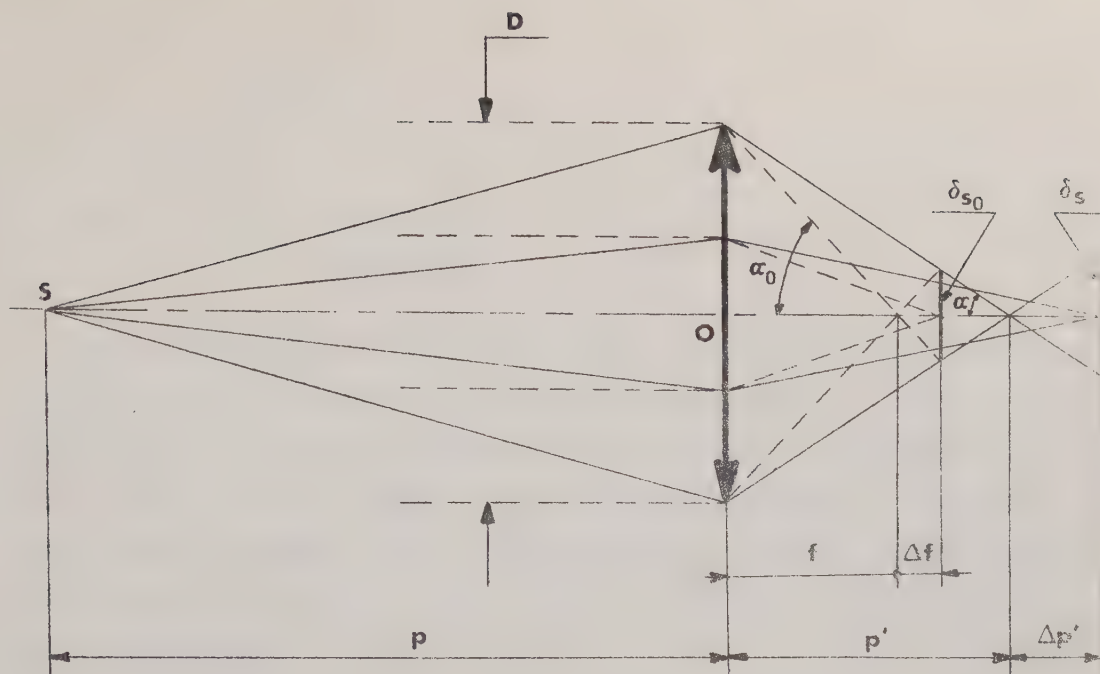


Fig 20

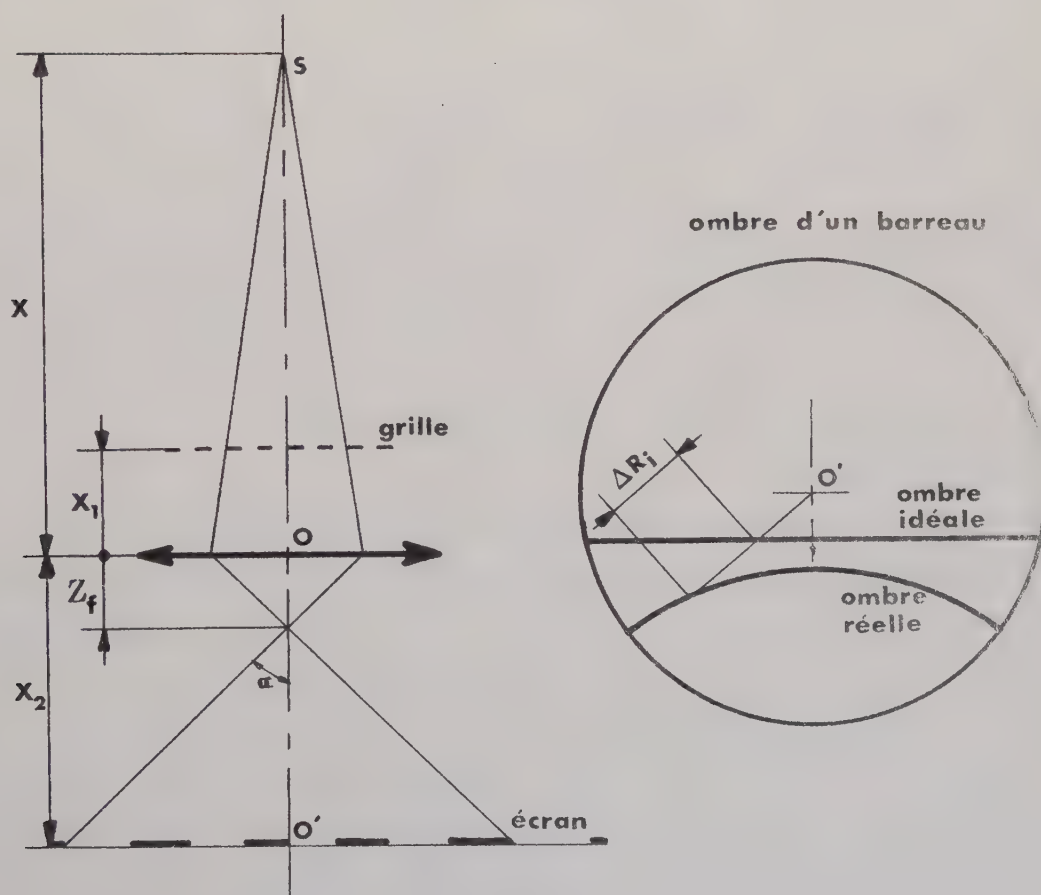


Fig 21

$$Z_f = 8 \text{ mm} \quad , \quad \Delta R_i = 9 \text{ mm}$$

$$\text{nous obtenons} \quad \underline{\underline{C_s = 280 \text{ mm}}}$$

Cette valeur est légèrement supérieure à celle déterminée précédemment sur les abaques de Lippert et Pohlitz. Cet écart est dû au fait que l'angle α intervient à la puissance trois et, par conséquent, l'incertitude relative sur C_s est 3 fois plus grande que l'incertitude relative de la mesure de α . Aussi, nous conservons par la suite les valeurs données par les abaques.

D'après la figure 20, nous pouvons de plus établir les relations géométriques suivantes :

$$\frac{\delta_{so}}{D} = \frac{\Delta f}{f} \quad \text{soit :} \quad \delta_{so} = D \frac{\Delta f}{f} \quad (3)$$

$$\text{et :} \quad \frac{\delta_s}{D} = \frac{\Delta p'}{p'} \quad \text{soit :} \quad \delta_s = D \cdot \frac{\Delta p'}{p'} \quad (4)$$

Δf et $\Delta p'$ représentent l'aberration de sphéricité longitudinale relative à chaque cas. En supposant que Δf soit peu différent de $\Delta p'$, nous pouvons alors établir la relation :

$$\delta_{so} = \frac{p'}{f} \delta_s \quad \text{soit :} \quad \underline{\underline{\delta_{so} = 1,019 \delta_s}}$$

Il est intéressant, pour la suite de notre travail de calculer l'angle d'ouverture nécessaire pour obtenir une tache d'aberration sphérique de 1μ de diamètre.

$$\left. \begin{array}{l} \delta_s = 1\mu \\ C_s = 210 \text{ mm} \end{array} \right\} \rightarrow \delta_s = 2 C_s \alpha^3$$

$$\alpha = \sqrt[3]{\frac{\delta_s}{2 C_s}}$$

$$\underline{\underline{\alpha = 0,0132 \text{ radian}}}$$

Remarque :

Nous pouvons calculer la valeur de l'aberration de sphéricité longitudinale dans les conditions numériques ci-dessus.

$$2 \cdot \Delta p' = \frac{\delta_s}{\alpha} \quad \text{pour } \delta_s = 1 \mu, \alpha = 0,0132 \text{ rd}$$

$$\text{d'où } \underline{\underline{2 \cdot \Delta p' = 75,7 \mu}}$$

En première approximation cette valeur peut être considérée comme voisine de la latitude de mise au point.

Nous pouvons également déduire le diamètre d'ouverture D' correspondant à $\alpha = 0,0132 \text{ rd}$.

$$D' = 2 \alpha \cdot p' \quad \text{avec } p' = 10,5 \text{ mm}$$

$$\text{d'où } D' = 0,28 \text{ mm}$$

Par conséquent, si le diamètre du cross-over est de $\phi_{Co} = 30 \mu$ et si le diamètre du diaphragme d'ouverture de la lentille est de $D' = 0,28 \text{ mm}$, le diamètre du spot de la sonde est au moins égal à un micron, bien que le facteur de réduction théorique γ soit égal à 0,02. En conclusion, nous devons choisir un diaphragme d'ouverture D' tel que le diamètre δ_s de la tache d'aberration de sphéricité correspondant soit inférieur au diamètre théorique du spot de la sonde.

CHAPITRE III

LE SYSTEME DEFLECTEUR

Dans notre appareil, le faisceau issu du canon est focalisé par la lentille réductrice sur une cible. Le bombardement ionique (électrons ou ions positifs) engendre des phénomènes physiques secondaires (22) (émission électronique et ionique secondaires, émission de rayons X, rétrodiffusion électronique, etc), qu'il est intéressant d'étudier. Cependant, l'étude de ces phénomènes ne pouvant se faire qu'en un seul point de la cible, les possibilités d'application de la sonde sont très limitées. Il est donc avantageux d'augmenter le nombre de ces points d'impact, en déplaçant la sonde sur la cible (principe des sondes d'usinage). Nous pouvons même explorer une partie de la surface de la cible, par un déplacement continu et simultané dans deux directions perpendiculaires (principe de la microscopie à balayage). Le système déflecteur apparaît donc comme un élément indispensable pour les applications pratiques, bien qu'il puisse être considéré comme un dispositif annexe, du point de vue du principe de réalisation de la sonde.

Le déplacement relatif entre la sonde et la cible peut se faire de deux façons :

- soit en déplaçant la cible mécaniquement, la sonde demeurant fixe (1) (23)
- soit en déplaçant la sonde électriquement, la cible demeurant fixe (24)

Nous choisissons la seconde méthode en raison des problèmes technologiques délicats que pose la réalisation pratique d'un déplacement mécanique. Toutefois, remarquons que le déplacement électrique de la sonde introduit des aberrations (25) et une défocalisation du spot de la sonde sur la cible. Cette défocalisation est d'autant plus importante que l'amplitude du déplacement est grande.

1°) Choix du système déflecteur

Logiquement, le système déflecteur devrait toujours se trouver entre la lentille et la cible. Mais, dans notre cas, la distance de travail est trop

faible pour nous permettre d'intercaler le système entre ces deux éléments. Nous le plaçons donc entre le canon et la lentille (le plus près possible de la lentille).

Nous choisissons une déflexion électrostatique car nous devons pouvoir défléchir de la même façon des électrons ou des ions positifs. Pour obtenir un angle de déviation le plus grand possible, sans que le faisceau soit arrêté par l'électrode d'entrée de la lentille réductrice, nous utilisons un dispositif à double déflexion (26) (figure 22). De plus, en choisissant convenablement la géométrie de ce dispositif, les rayons défléchés recoupent l'axe du système au niveau du centre optique 0 de la lentille.

Comme d'autre part l'exploration de la surface de la cible nécessite un déplacement du faisceau dans deux directions perpendiculaires, notre système défléchit est constitué par deux dispositifs orthogonaux.

2°) Etude théorique

Nous étudions la déviation des particules dans une seule direction, l'étude étant évidemment identique dans la direction perpendiculaire. Nous utilisons deux paires de plaques comme le représente la figure 22.

Il est commode de pouvoir appliquer les mêmes potentiels $(-\frac{Vd}{2}, +\frac{Vd}{2})$ sur chacun des couples de plaques, le potentiel sur l'axe du système restant égal à zéro.

Considérons une particule axiale de charge e et de masse m ; sa trajectoire doit être celle représentée sur la figure 22 et nous pouvons obtenir un angle de déviation total θ très grand. Nous calculons la géométrie de ce dispositif, pour que cette trajectoire passe effectivement par le point 0, centre optique de la lentille réductrice. La signification des différents paramètres que nous sommes amenés à introduire dans le calcul est fixée sur la figure 22. Dans chaque région où existe un champ électrique la déviation est parabolique et l'écart maximal de la trajectoire par rapport à l'axe, $y_{\max}$, est obtenu à une distance L_2 de l'entrée des plaques, de longueur L_3 . Par suite

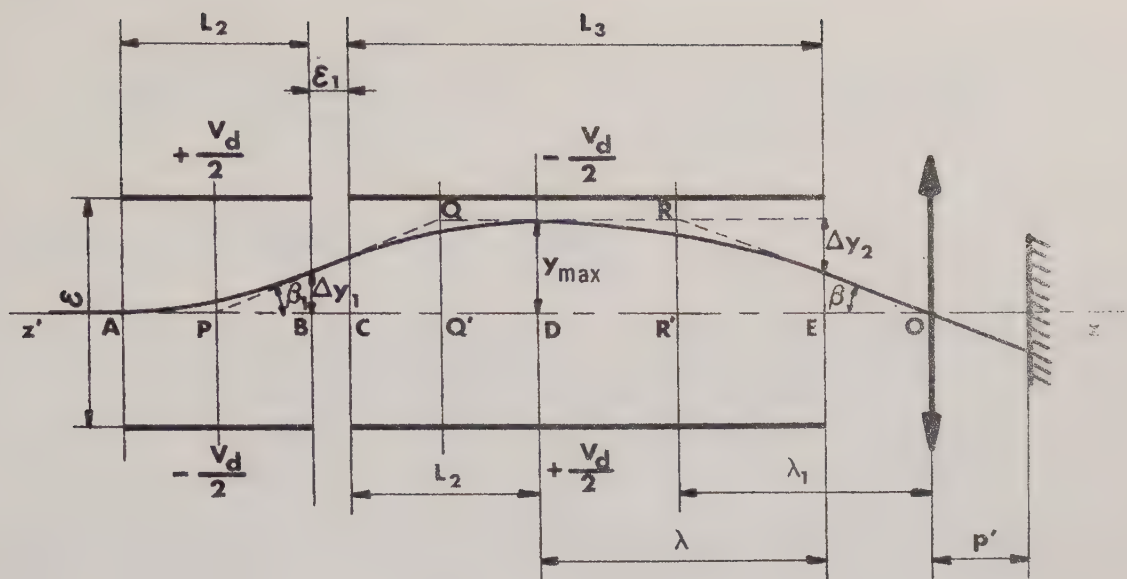


Fig 22

des propriétés connues de la parabole, les points P, Q, R se trouvent sur les médianes respectives des segments AB, CD, DE.

Le potentiel d'accélération des particules étant V_a , nous avons :

$$y_1 = \frac{1}{2} \frac{e}{m} E L_2^2 \frac{1}{v^2}$$

E : champ électrique

v : vitesse des particules incidentes.

$$\Delta y_1 = \frac{1}{4} \frac{V_d}{V_a} \frac{L_2^2}{\varepsilon} \quad \text{et} \quad \text{tg } \beta_1 = \frac{\Delta y_1}{L_2/2} = \frac{1}{2} \frac{V_d}{V_a} \frac{L_2}{\varepsilon}$$

d'où :

$$y_{\max} = QQ' = PQ' \text{tg } \beta_1 = \frac{1}{2} \frac{V_d}{V_a} \frac{L_2 (L_2 + \varepsilon_1)}{\varepsilon}$$

$$\Delta y_2 = \frac{1}{4} \frac{V_d}{V_a} \frac{\lambda^2}{\varepsilon} \quad \text{et} \quad \operatorname{tg} \beta = \frac{\Delta y_2}{\frac{\lambda}{2}} = \frac{1}{2} \frac{V_d}{V_a} \frac{\lambda}{\varepsilon}$$

$$\text{Or : } \operatorname{tg} \beta = \frac{y_{\max}}{\lambda_1} \rightarrow \lambda_1 = \frac{y_{\max}}{\operatorname{tg} \beta}$$

$$\lambda_1 = \frac{1}{2} \frac{V_d}{V_a} \frac{L_2(L_2 + \varepsilon_1)}{\varepsilon} \cdot \frac{1}{\frac{1}{2} \frac{V_d}{V_a} \frac{\lambda}{\varepsilon}}$$

$$\text{d'où la relation : } \lambda_1 = \frac{L_2 (L_2 + \varepsilon_1)}{\lambda} \quad (5)$$

Cette relation est indépendante de V_d , V_a , ε et λ . Donc, si cette condition est satisfaite, la trajectoire passe par le point O quel que soit l'angle β et quelle que soit la nature des particules utilisées. Il suffit donc de préciser la géométrie de cet ensemble.

Mais les dimensions d'un tel système sont étroitement conditionnées par des impératifs mécaniques. En particulier, la diminution de la distance λ_1 conduit à placer l'ensemble dans le tube central de l'électrode supérieure de la lentille réductrice (figure 19). D'autre part, la longueur totale est imposée par la construction même de l'appareil. Nous sommes donc amenés à prendre :

$$L_2 + \varepsilon_1 + L_3 \leq H$$

H et K étant deux grandeurs fixées par construction

$$\lambda_1 - \frac{\lambda}{2} \gg K$$

Nous calculons L_2 et L_3 de telle façon que :

$$L_2 + \varepsilon_1 + L_3 = H \quad (6)$$

$$\lambda_1 - \frac{\lambda}{2} = K \quad (7)$$

Tenant compte de l'équation (5) nous tirons de (7) :

$$\frac{L_2 (L_2 + \varepsilon_1)}{\lambda} - \frac{\lambda}{2} = K$$

$$\lambda^2 + 2K\lambda - 2L_2^2 - 2L_2\varepsilon_1 = 0 \quad (8)$$

Or $L_3 = L_2 + \lambda$ et de (6) nous tirons

$$2L_2 + \varepsilon_1 + \lambda = H$$

$$\text{d'où } \lambda = H - 2L_2 - \varepsilon_1$$

Nous portons cette valeur λ dans l'équation (8) et nous obtenons une nouvelle équation en L_2 :

$$2L_2^2 - 2(2H + 2K - \varepsilon_1)L_2 + (H - \varepsilon_1)(H - \varepsilon_1 + 2K) = 0 \quad (9)$$

Cette équation possède deux solutions positives, mais l'une est supérieure à $\frac{2H + 2K - \varepsilon_1}{2}$, donc supérieure à $\frac{H - \varepsilon_1}{2}$. Or, nous avons vu que

$\lambda = H - \varepsilon_1 - 2L_2$, donc λ est négatif pour $L_2 > \frac{H - \varepsilon_1}{2}$. Cette solution est donc à éliminer.

Soit Δ le discriminant de l'équation (9)

$$\Delta = \sqrt{(2H + 2K - \varepsilon_1)^2 - 2(H - \varepsilon_1)(H - \varepsilon_1 + 2K)}$$

Nous trouvons :

$$L_2 = H + K - \frac{\Delta + \varepsilon_1}{2}$$

$$\text{d'où : } \lambda = \Delta - H - 2K$$

$$\text{et } L_3 = \frac{\Delta - \varepsilon_1}{2} - K$$

Application numérique

Nous nous fixons : $H = 140 \text{ mm}$
 $K = 15 \text{ mm}$
 $\xi_1 = 5 \text{ mm}$

Nous en déduisons : $L_2 = 42,5 \text{ mm}$
 $L_3 = 92,5 \text{ mm}$

d'où $\lambda = 50 \text{ mm}$ $\lambda_1 = 40 \text{ mm}$

Calcul de la déviation $y_{\max}$:

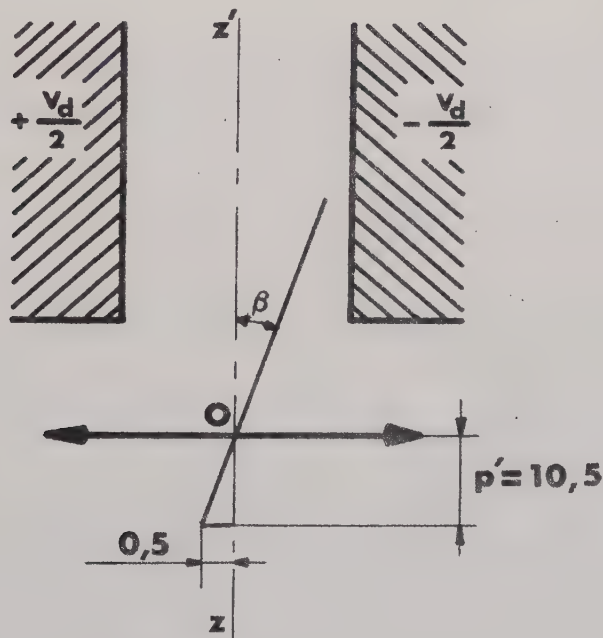


Fig 23

Considérons un déplacement total du spot sur la cible de $0,5 \text{ mm}$ (figure)

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{0,5}{10,5} = 0,0475 \rightarrow \beta = 2^{\circ}45'$$

$$\text{or } y_{\max} = \lambda_1 \cdot \operatorname{tg} \beta$$

$$y_{\max} = 1,9 \text{ mm}$$

$$\underline{2y_{\max} = 3,8 \text{ mm}}$$

L'écartement total du faisceau est donc de 3,8 mm. Par mesure de sécurité, pour éviter toute contamination de la surface des plaques, nous fixons leur distance $\mathcal{E}$ égale à 6 mm.

$$\underline{\mathcal{E} = 6 \text{ mm}}$$

Nous calculons maintenant la différence de potentiel maximale à appliquer entre les plaques, pour obtenir un déplacement total sur la cible de 0,5 mm. La tension de déflexion V_d est d'autant plus grande que la vitesse des particules est importante.

Le potentiel d'accélération maximale des particules dans notre appareil est $V_{a_{\max}} = 50 \text{ KV}$. Nous obtenons donc $V_{d_{\max}}$ pour $V = 50 \text{ KV}$.

$$\text{Nous avons : } \operatorname{tg} \beta = \frac{1}{2} \frac{V_{d_{\max}}}{V_{a_{\max}}} \frac{\lambda}{\mathcal{E}}$$

$$\text{d'où : } V_{d_{\max}} = \frac{2 V_{a_{\max}} \mathcal{E} \operatorname{tg} \beta}{\lambda} \quad \underline{V_{d_{\max}} = 570 \text{ Volts}}$$

Le tableau des résultats obtenus est donné ci-dessous :

$\mathcal{E} = 6 \text{ mm}$	$H = 140 \text{ mm}$
$\mathcal{E}_1 = 5 \text{ mm}$	$K = 15 \text{ mm}$
$\lambda = 50 \text{ mm}$	$L_2 = 42,5 \text{ mm}$
$\lambda_1 = 40 \text{ mm}$	$L_3 = 92,5 \text{ mm}$

3°) Réalisation

Le schéma de la figure 24 représente une demi vue de face et une demi coupe du système déflecteur.

Le corps (1) (en araldite), de forme extérieure cylindrique, comporte à l'intérieur quatre rainures parallélépipédiques. Les plaques de déflexion (2)

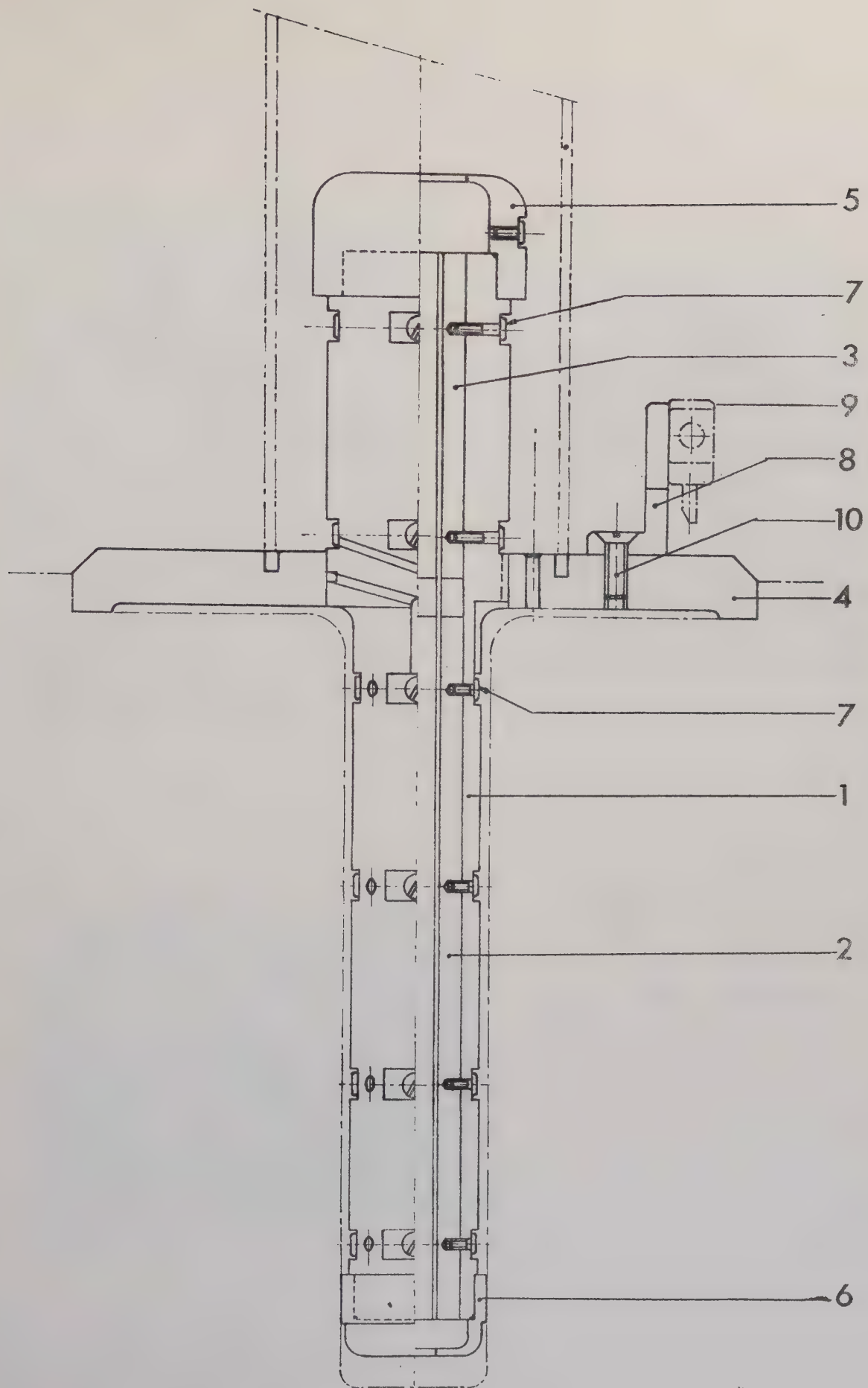
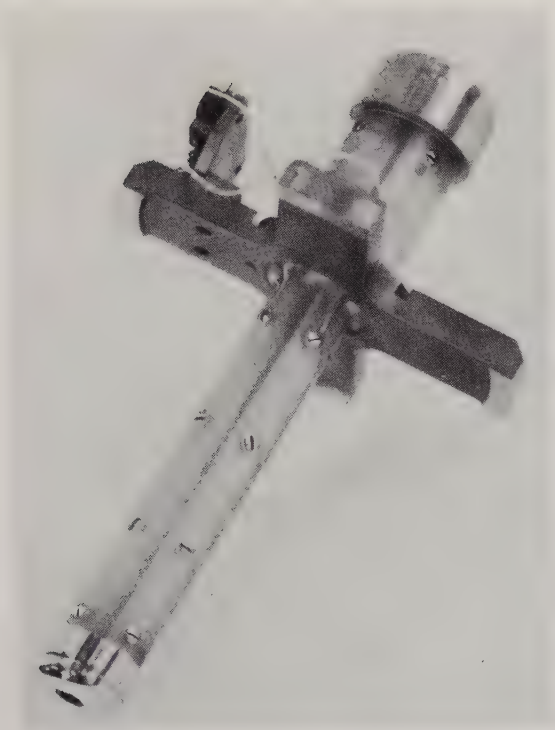
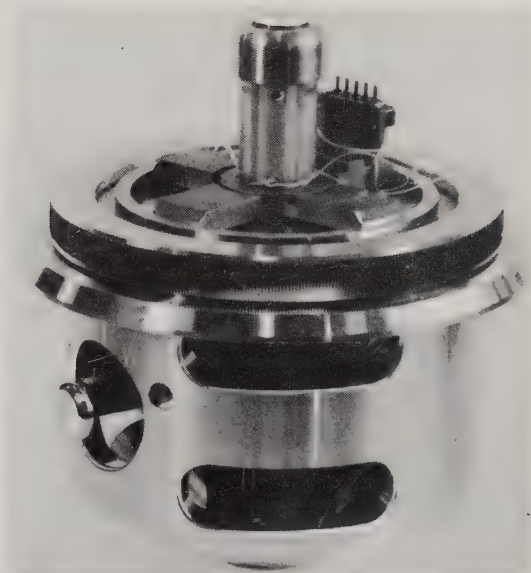


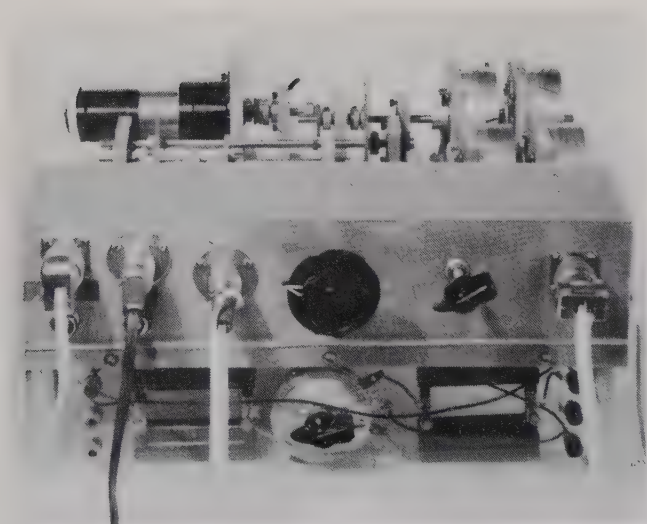
planche IV



A



B



C

VUES DU SYSTEME
DEFLECTEUR

et (3) sont placées dans ces rainures et maintenues par les vis (7). Le corps isolant est fixé sur un croisillon (4) centré sur le couvercle de la lentille. Le guidage du corps dans le tube central de l'électrode supérieure de la lentille est assuré par la bague (6) percée d'un trou de 6 mm de diamètre. Sur la bague supérieure (5), nous plaçons un diaphragme centré mécaniquement. Toutes les pièces métalliques sont en laiton.

Des rainures hélicoïdales, usinées sur la surface extérieure du corps au niveau du croisillon, permettent de relier électriquement les couples de plaques. Le corps est également percé de trous de pompage latéraux pour maintenir un bon vide dans l'espace corps-lentille. L'alimentation se fait par la prise 5 conducteurs (9), montée sur l'équerre (8), elle-même fixée sur le croisillon par les vis (10).

Mises à part les plaques et leurs vis de fixation, tous les autres éléments sont reliés à la masse.

Les plaques ont été rectifiées et polies. L'usinage par brochage de leur logement dans le corps assure un défaut de parallélisme entre elles inférieur à 0,01 mm. Le positionnement des plaques en hauteur est réalisé à 0,1 mm près. La précision du centrage de l'axe du système déflecteur, par rapport à celui du système réducteur, est de l'ordre de 0,05 mm.

La photographie du système déflecteur est donnée sur le cliché A planche IV. La photographie B planche IV représente le système déflecteur placé dans la lentille.

4°) Etude des aberrations :

Aux aberrations dues au système déflecteur proprement dit, il y a lieu d'ajouter les aberrations résultant de l'association de ce dernier avec le système réducteur. De plus, lorsque le faisceau est dévié, le spot n'est plus focalisé sur la cible. La surface de bombardement des particules sur la cible est donc augmentée. Nous allons étudier en détail ces différents défauts.

a) Aberrations de construction

Théoriquement, en négligeant les effets de bords, nous devons admettre

que l'action d'un champ constant sur le faisceau peu délié ne produit aucune déflexion et que la forme du spot sur la cible est une ellipse de faible excentricité, le faisceau et le plan de la cible faisant entre eux un angle de $\frac{\pi}{2} - \beta$.

En fait, nous devons prévoir l'existence de deux effets de bords dûs aux champs créés par les plaques à l'extérieur du volume théorique où elles agissent.

α) Dans un plan vertical (parallèle au faisceau)

Les champs extérieurs aux plaques correspondent à des lignes de champ dont la concavité est tournée vers l'intérieur des plaques (figure 25).

β) Dans un plan horizontal

L'obligation de mettre au même niveau les deux dispositifs à double déflexion limite la largeur des plaques, et provoque une répartition des potentiels qui n'est pas parallèle aux plaques (figure 26).

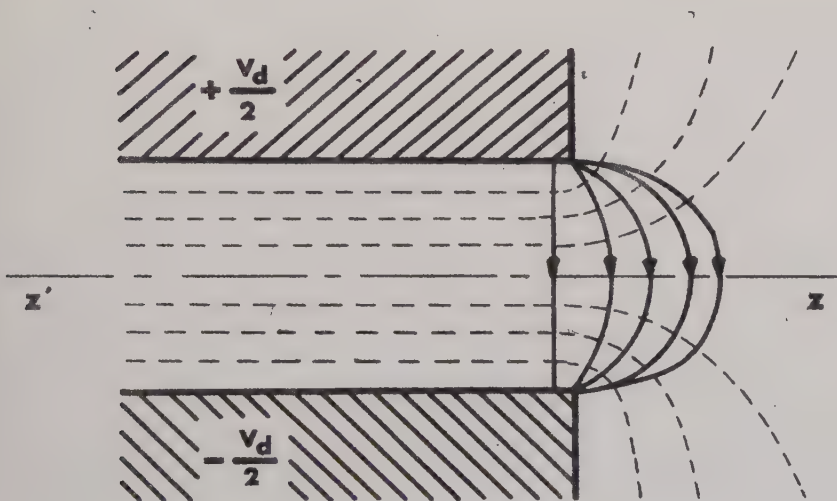


Fig 25

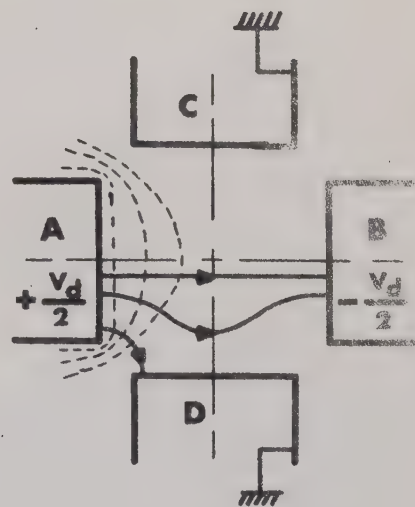


Fig 26

L'image d'un point est remplacée par un cercle de confusion C situé entre les deux focales. Quand le point objet se déplace sur la surface de la source, les focales décrivent deux surfaces sagittale et transverse. Ces deux surfaces sont tangentes au plan image de Gauss au point où l'axe $z'z$ coupe ce plan.

De la même façon, le cercle de confusion décrit une surface située entre les deux surfaces images. Cette surface provient du défaut de courbure de champ. Le diamètre de la tache d'aberration est proportionnel au rayon du diaphragme de sortie de la lentille et au carré de la distance du point objet à l'axe (cette dernière dépendant de l'angle d'inclinaison).

L'expérience montre que ce défaut peut être négligé en prenant un angle d'inclinaison maximal $\beta_{\max}$ faible avec une lentille diaphragmée convenablement.

o) Elargissement du spot de la sonde dû à la déviation

Lorsque le spot est dévié, la figure 27 nous montre que la sonde n'est plus focalisée sur la surface de la cible.

Calculons l'augmentation du diamètre du spot de la sonde dans le plan de la cible :

$$\text{Nous avons } OA = OB \quad OC = \frac{OA}{\cos \beta} \quad \text{et} \quad BC = OC - OB$$

$$DE = PQ \left(\frac{1}{\cos \beta} - 1 \right)$$

DE est le grand axe de l'ellipse, intersection du faisceau supposé de révolution et de la surface de la cible.

Application numérique

$$PQ = 0,3 \text{ mm}$$

$$\beta = 1^\circ \rightarrow \text{déplacement } 200 \mu$$

$$\underline{DE = 0,06 \mu}$$

cet élargissement est donc négligeable.

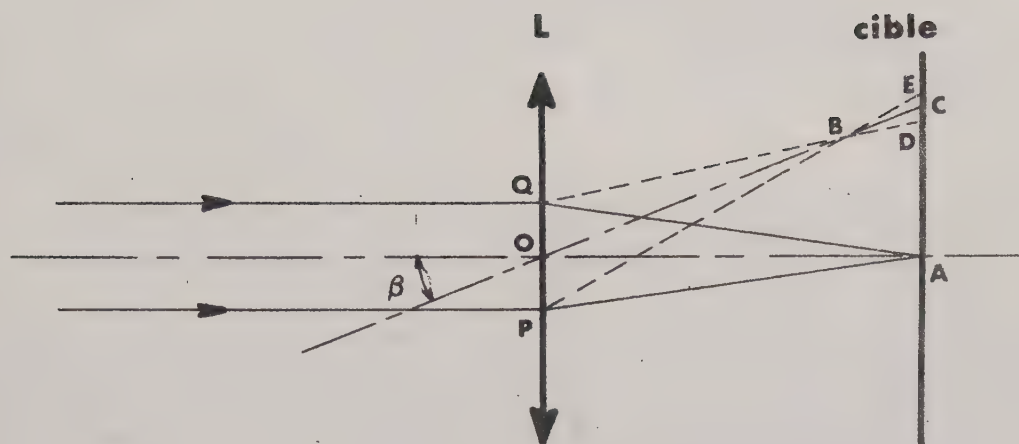


Fig 27

5°) Alimentation électrique du système déflecteur

La méthode de mesure du spot de la sonde et l'application à la microscopie par balayage que nous envisageons d'effectuer nous conduisent à alimenter le système déflecteur par une base de temps.

Cette base de temps est double car nous devons alimenter séparément les deux dispositifs de déflexion correspondant au balayage ligne et au balayage image. Pour que le faisceau soit dévié de part et d'autre de l'axe $z'z$ du système, il faut que la différence de potentiel appliquée entre les plaques soit alternative et que le potentiel moyen sur l'axe $z'z$ soit nul. Chaque base de temps est constituée par deux potentiomètres rotatifs (linéaires à 0,2 %) couplés sur le même axe. Les tensions appliquées à leurs extrémités sont inversées (figure 28). Les potentiomètres lignes sont entraînés direc-

tenent par un petit moteur à courant continu. L'alimentation stabilisée de ce moteur assure une fréquence de balayage constante. Les potentiomètres images sont reliés aux potentiomètres lignes par un dispositif d'engrenages à pignons permettant de conserver le rapport de la fréquence ligne N_ℓ à la fréquence image N_i constant et égal à 240.

La vitesse de rotation maximale $N_{\max}$ des potentiomètres est de 2 tr/s et par suite la fréquence ligne maximale est $f_{\ell \max} = 2 \text{ Hz}$.

Un commutateur nous permet en outre d'appliquer la tension ligne sur l'un quelconque des deux dispositifs de déflexion, l'autre demeurant à la masse. Deux diviseurs potentiométriques, commandés par un second commutateur, permettent de faire varier les tensions V_d dans des rapports bien déterminés. Ainsi la surface d'exploration sur la cible est réglable et cette possibilité permettra de modifier le grossissement lors de l'utilisation de l'appareil en microscopie à balayage.

Enfin les quatre potentiomètres de $60 \text{ K } \Omega$ sont en parallèle aux bornes d'une chaîne potentiométrique de faible résistance ($R = 1,3 \text{ K } \Omega$) dont le point milieu, relié à la masse, permet d'ajuster le zéro entre $+\frac{V_d}{2}$ et $-\frac{V_d}{2}$.

La photographie C (plaque V) représente la réalisation pratique de cette double base de temps mécanique.

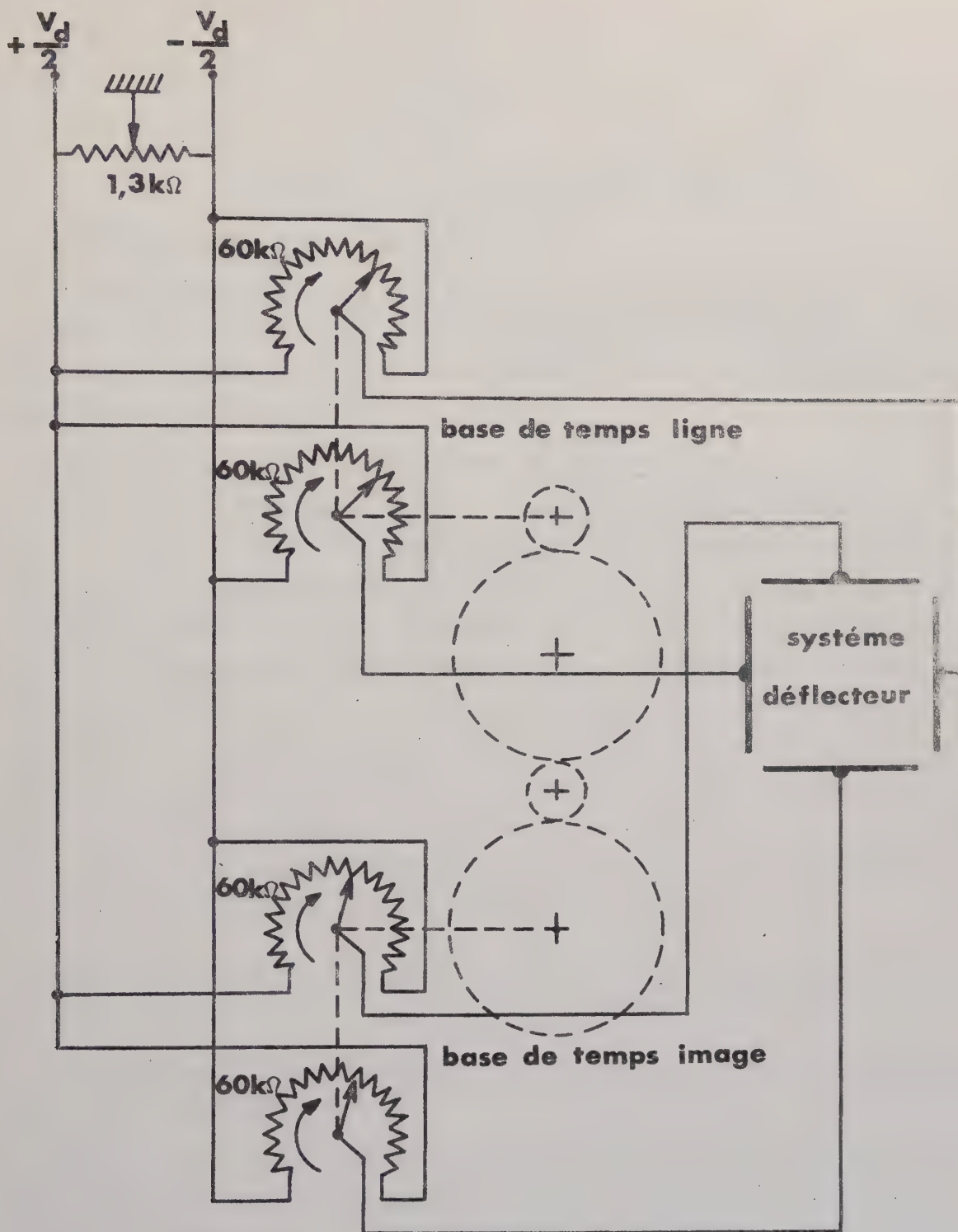


Fig 28: Alimentation électrique du système déflecteur

CHAPITRE IV

DESCRIPTION GENERALE DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL

1°) Description de la colonne principale :

Après l'étude approfondie des éléments fondamentaux, nous allons décrire l'ensemble du dispositif expérimental. Le schéma de la colonne principale est donné sur la figure 29. La planche V représente une vue générale de l'appareil (le capot du bâti est enlevé).

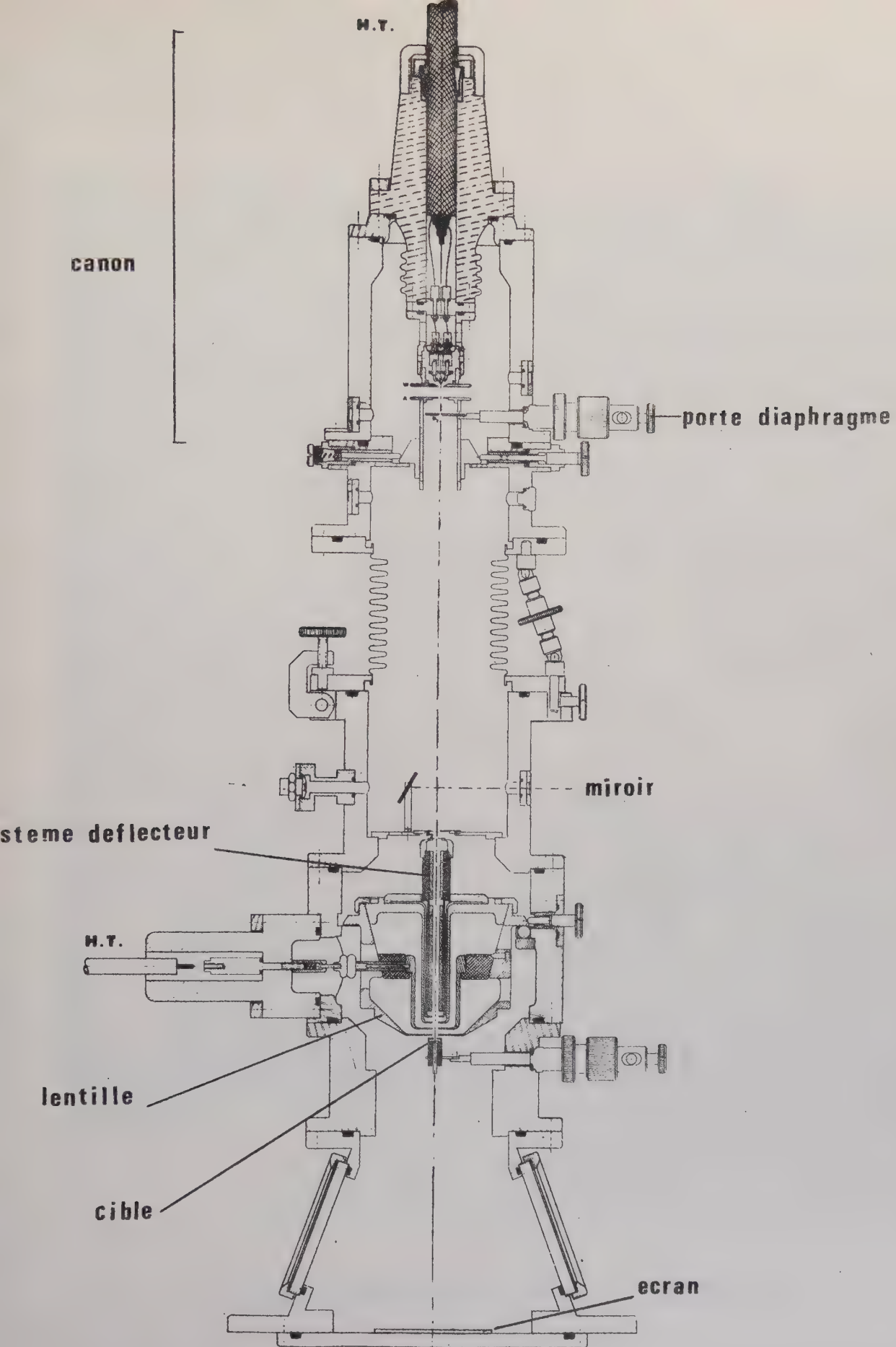
La colonne verticale est constituée de plusieurs manchons fixés les uns aux autres par des boulons. Le système mécanique d'empilement assure automatiquement leur centrage. Seul le flasque inférieur du canon peut être déplacé horizontalement par 3 boutons moletés, ce qui permet le centrage du faisceau par rapport au système réducteur. La partie inférieure de la colonne est constituée par la chambre d'observation solidaire du bâti et munie de trois hublots de grand diamètre (un sur la face avant, deux sur les faces latérales). Ces hublots, facilement démontables, permettent d'accéder à l'intérieur de la chambre, dont le fond est amovible en prévision d'une application ultérieure. Tous les manchons sont en duralumin AU 4 G. Au niveau du canon et de la lentille ils sont polis intérieurement pour diminuer les risques de claquage. La chambre d'observation est en acier. La précision d'usinage est de l'ordre de 0,1 mm.

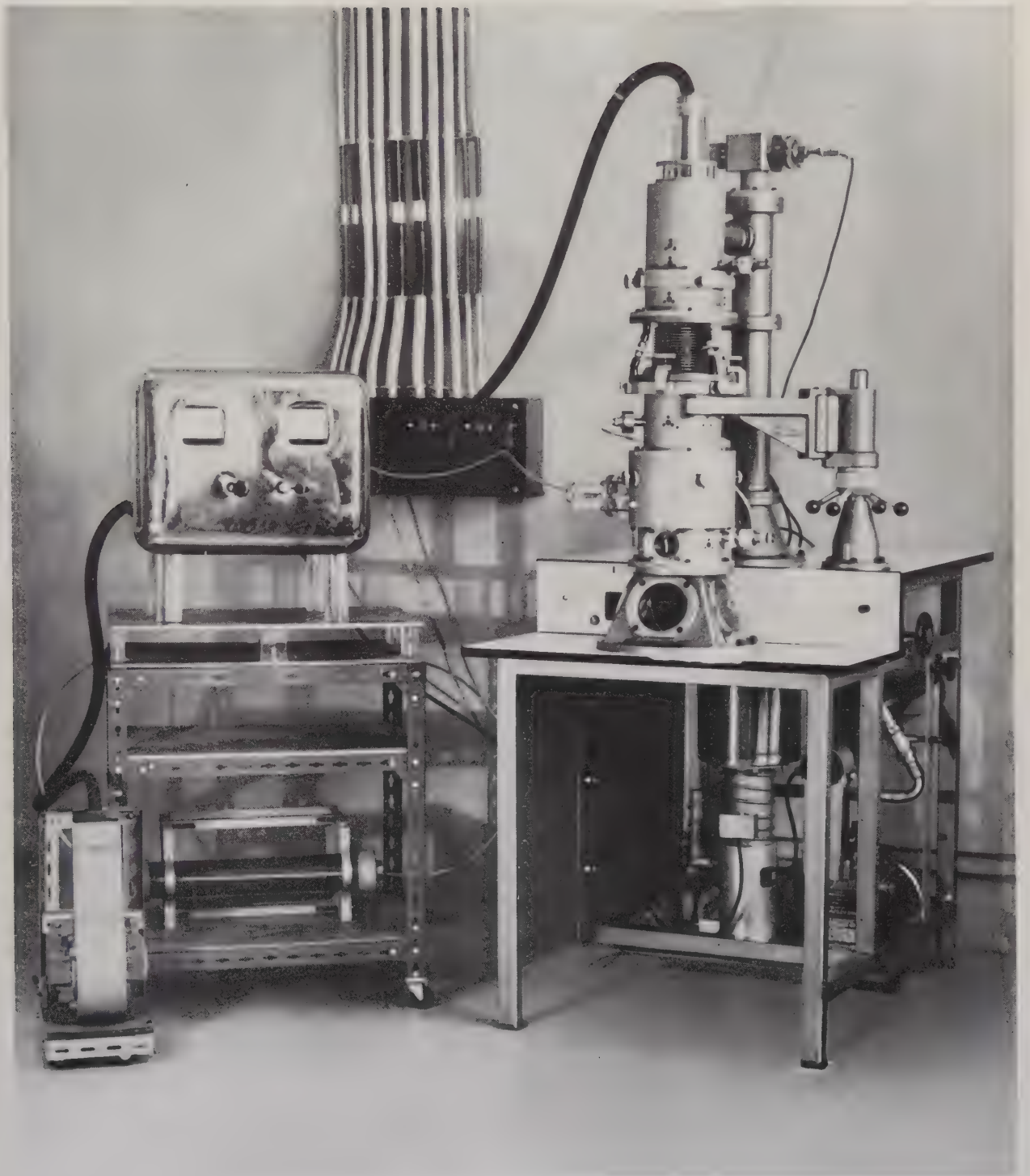
La lentille réductrice repose sur 4 billes en acier facilitant son centrage, réalisé à l'aide de 4 boutons moletés placés à 90° les uns des autres.

Le diaphragme d'ouverture D_2 de la lentille est placé sur la bague supérieure du système déflecteur.

Entre le canon et la lentille se trouve un écran intermédiaire percé d'un trou axial circulaire (5mm de diamètre) permettant le passage du faisceau. En inclinant le faisceau par rapport à l'axe, nous observons sa trace sur l'écran à l'aide d'un miroir incliné.

Sur le porte-cible centrable situé au-dessous de la lentille, nous pouvons fixer différents accessoires que nous observons à travers un large hublot placé à ce niveau.





VUE GENERALE DE L'APPAREIL

Une fiche (5 conducteurs) étanche est fixée sur la colonne et assure la liaison électrique entre le système déflecteur et son alimentation.

Trois prises de pompage sont placées respectivement au niveau du canon, de la lentille et de la chambre d'observation. Les deux prises supérieures sont des membranes souples permettant le réglage du canon et le démontage de la colonne. Enfin une vis d'élévation fixée sur la table et solidaire de la colonne facilite le démontage de l'un quelconque des éléments.

2°) Description du groupe de pompage

Le groupe de pompage est constitué d'une pompe préliminaire rotative et d'une pompe secondaire à diffusion d'huile dont les vitesses de pompage respectives sont de $8,7 \text{ m}^3/\text{h}$ et 300 l/s . Le vide limite de ce groupe est de $2 \cdot 10^{-5} \text{ mm Hg}$.

Un piège à azote liquide, placé entre la pompe secondaire et la vanne écran refroidie par circulation d'eau, permet d'abaisser la pression à $2 \cdot 10^{-6} \text{ mm Hg}$ et d'éliminer les vapeurs organiques. L'étanchéité est assurée par des joints toriques en néoprène. Une vanne électromagnétique, placée entre les pompes d'une part et un relais thermique fixé sur la pompe secondaire d'autre part, protègent le groupe en cas de coupure de courant ou d'arrêt de circulation d'eau.

La mesure du vide est effectuée avec une jauge de Penning située au sommet de la colonne de pompage.

3°) Alimentation électrique haute tension

a) Alimentation du canon

En fonctionnement électronique la haute tension est fournie par un générateur électrostatique très bien stabilisé (10^{-5}). Il délivre une tension négative par rapport à la masse et variable entre 0 et 80 KV. Son débit maximal est de $1000 \mu\text{A}$.

Pour le fonctionnement en canon à ions positifs, nous disposons d'une alimentation positive stabilisée pour des fluctuations de la tension d'entrée de 20 %. Cette alimentation délivre une haute tension variable entre 0 et 60 KV dont le taux d'ondulation est de 1,75 % à la fréquence de 100 Hz.

b) Alimentation de la lentille

L'électrode centrale de la lentille peut être polarisée de deux façons :

(X) Avec une alimentation indépendante de celle du canon. Cette méthode nécessite l'emploi de deux appareils bien stabilisés pour éviter les aberrations chromatiques.

En conséquence, nous ne pouvons utiliser ce montage qu'en fonctionnement électronique, les sources de tension positives dont nous disposons étant insuffisamment stabilisées.

(Y) Par l'intermédiaire d'un diviseur potentiométrique alimenté par la haute tension du canon (figure 30). Avec ce dispositif le rapport de la tension d'accélération des particules à la tension de l'électrode centrale de la lentille demeure constant. Les fluctuations de la tension n'engendrent pas d'aberration chromatique supplémentaire (27).

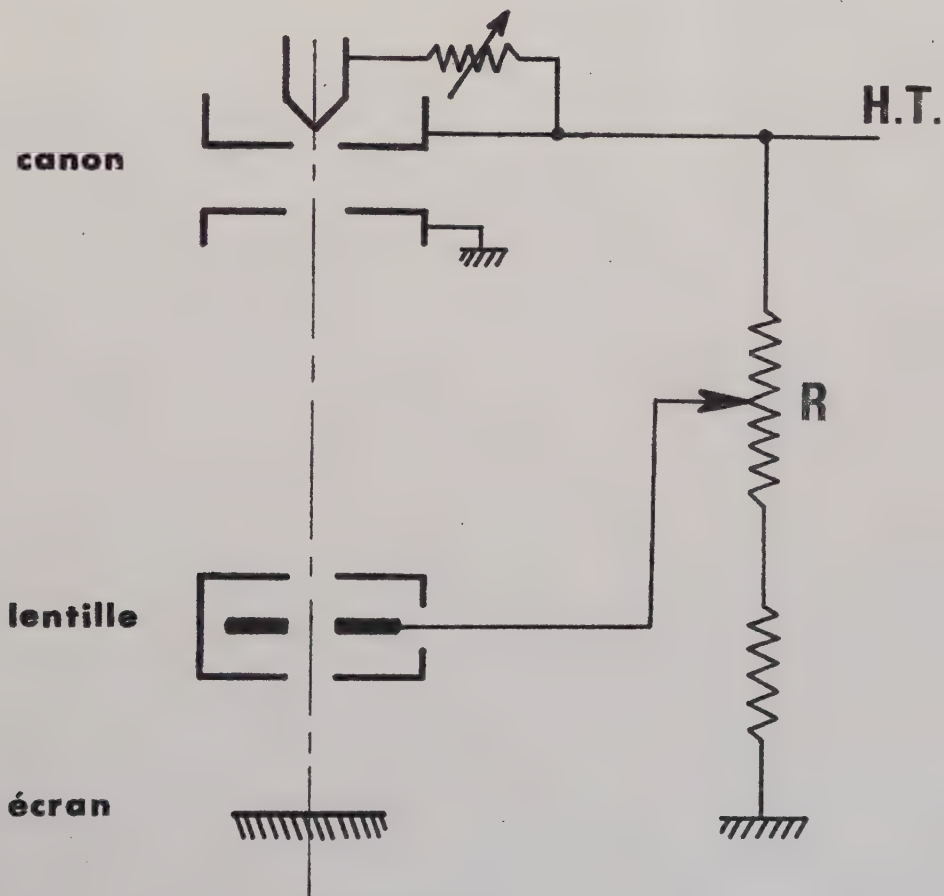


Fig 30

La première méthode permet une variation importante de la distance focale, ce qui facilite en particulier les opérations d'alignement du système optique.

Par contre, avec la seconde méthode, le domaine de variation de la distance focale de la lentille est beaucoup plus faible mais la mise au point peut être très précise.

CHAPITRE V

ETUDE EXPERIMENTALE DE L'APPAREIL

1°) Principe général du réglage de l'appareil

Dans les précédents chapitres nous avons étudié le fonctionnement de chacun des éléments fondamentaux et nous avons décrit leur position à l'intérieur de la colonne principale. Nous abordons, dans le présent chapitre, l'étude générale de l'ensemble de l'appareil et tout d'abord sa méthode d'utilisation.

Les systèmes réducteur et déflecteur n'étant pas excités, nous faisons fonctionner le canon. Celui-ci donne un faisceau de particules que nous inclinons et dont nous observons la trace sur l'écran intermédiaire. Les caractéristiques optimales de ce faisceau sont obtenues suivant la méthode déjà décrite.

A l'aide des réglages d'inclinaison et de centrage du faisceau, nous le faisons alors passer à travers l'ouverture centrale de l'écran intermédiaire. Le faisceau traverse ensuite le diaphragme d'ouverture D_2 placé juste au-dessous, passe dans les systèmes déflecteur et réducteur, et arrive sur l'écran final placé sur le fond de la chambre d'observation. Nous pouvons ainsi observer l'ombre portée du diaphragme D_2 . Celle-ci est d'autant plus nette que la source est plus fine. Nous ajustons les précédents réglages de façon à obtenir une figure circulaire et uniformément éclairée.

Ensuite, nous excitions progressivement la lentille dont l'alimentation est indépendante de celle du canon (voir chapitre IV) : le faisceau est focalisé. Le diamètre de la tache sur l'écran passe par un minimum (image de la source dans le plan de l'écran), puis augmente. L'image de la source se rapproche du centre optique O de la lentille et par suite l'angle d'ouverture du faisceau au niveau de cette image, croît. Puis la distance focale atteint sa valeur minimum. Si nous augmentons encore l'excitation, le diamètre de la tache devient très grand ; l'intensité lumineuse est alors très faible car la densité de particules à la surface de l'écran l'est aussi. Finalement les particules ne traversent

plus le système réducteur : la lentille fonctionne en miroir et la tension appliquée est supérieure au potentiel d'accélération des particules.

Le critère d'alignement du faisceau, issu du canon, par rapport à la lentille est basé sur l'observation de la tache sur l'écran final. Pour que cet alignement soit bon, il faut que cette tache soit tout d'abord circulaire et uniformément éclairée.

De plus, toute modification de l'excitation de la lentille doit entraîner une variation du diamètre de la tache, sans déplacer le centre de celle-ci. Un écran quadrillé nous permet aisément d'observer ce déplacement. Dans le cas particulier du fonctionnement avec des ions positifs, l'observation de la tache neutre au centre de la tache ionique est un critère supplémentaire d'alignement.

L'appareil étant ainsi réglé, il faut maintenant déterminer l'excitation optimale de la lentille, afin que le spot de la sonde se trouve dans le plan de la cible qui est au-dessus de l'écran final. Pour cela, nous plaçons sur le trajet du faisceau une grille montée sur le porte-cible et nous faisons varier la tension d'alimentation de la lentille. Nous déplaçons légèrement la grille dans une direction afin de connaître la position du spot de la sonde par rapport au plan de la grille. Si l'ombre de celle-ci se déplace dans le même sens, le spot est situé au-dessus de la grille, sinon il est au-dessous. Notons que la netteté de l'ombre de la grille est d'autant plus grande que le spot est plus fin. Lorsque le spot est exactement dans le plan de la grille, nous pouvons intercepter complètement le faisceau à l'aide d'un seul fil (le pas des grilles utilisées est de 25μ et la largeur d'un fil est de 12μ).

Remarque :

Cette méthode d'utilisation de l'appareil ne dépend pas de la nature des particules. Toutefois les réglages sont un peu plus délicats avec un faisceau d'ions positifs en raison de la détérioration rapide des écrans.

2°) Etude des aberrations :

La lentille étant convenablement diaphragmée, nous avons vu que les aberrations d'ouverture sont négligeables. D'autre part si l'inclinaison et le centrage du faisceau sont bien réglés, les aberrations de champ sont également négligeables. Enfin les autres aberrations susceptibles d'intervenir sont les suivantes :

a) Aberration chromatique

Cette aberration présente deux aspects :

α) Aberration due aux variations des tensions d'alimentation du canon et de la lentille. Nous avons déjà signalé que cette aberration était négligeable lorsque la lentille et le canon sont alimentés par la même haute tension.

β) Aberration due à la dispersion en énergie des particules.

Les particules émises par la source ont des vitesses variables dont la répartition obéit à la loi de Maxwell. Cette dispersion d'énergie cinétique est, au maximum, de quelques électron-volts. Pour des particules accélérées sous une tension variable entre 10 et 50 KV, la dispersion relative est très faible et par suite l'aberration chromatique qui en découle est parfaitement négligeable.

b) Aberration de charge d'espace

Ce défaut résulte de la répulsion coulombienne que les particules d'un même faisceau exercent les unes sur les autres.

Ainsi dans un faisceau de section s , transportant un courant d'intensité I , la densité de charge d'espace ρ est donnée par :

$$\rho = \frac{I}{s v} \quad v \text{ étant la vitesse des particules constituant le faisceau.}$$

La densité de charge d'espace est donc d'autant plus importante que la densité de courant est élevée et que la vitesse des particules est lente.

Par conséquent, lorsque l'intensité et la vitesse des particules sont données, le défaut de charge d'espace est susceptible de se manifester dans les régions de moindre section du faisceau (27). Ainsi, dans un appareil à sonde ionique, cette aberration risque de limiter la finesse du spot. En effet un faisceau parallèle n'est pas parfaitement focalisé par une lentille mince idéale mais présente dans le plan focal image une section minimale non nulle (figure 31) (28) (29).

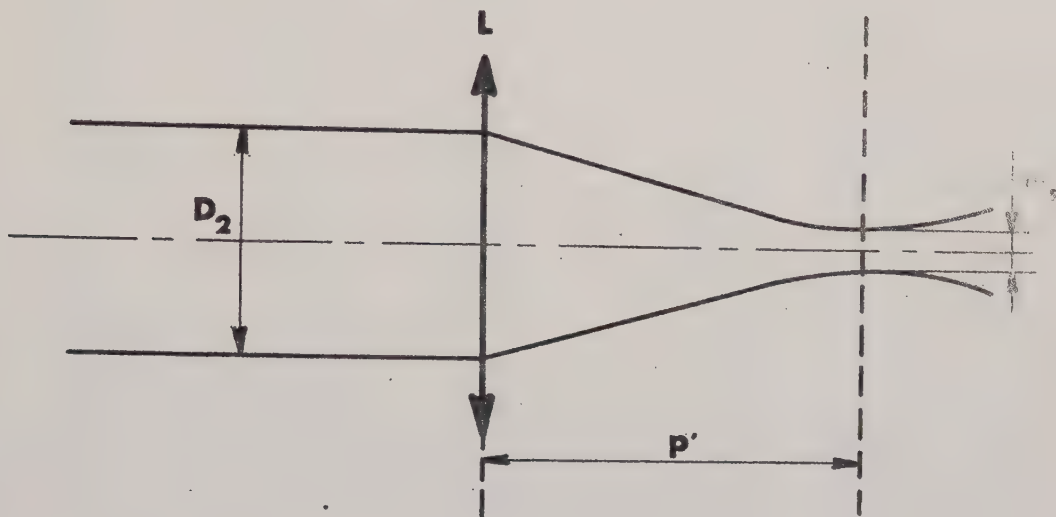


Fig 31

Cet élargissement, dû à la charge d'espace, peut se calculer à l'aide des abaques de Hollway (30) (figure 32).

Déterminons ainsi l'intensité maximale que le faisceau peut transporter pour que l'élargissement, dans nos conditions habituelles de travail, reste inférieur à 1μ .

$$\text{Avec } D_2 = 0,3 \text{ mm} \quad p' = 10,5 \text{ mm} \quad \phi_s = 1 \mu$$

Si nous prenons $V_a = 10 \text{ KV}$, nous trouvons $I_{e \max} \simeq 2 \text{ mA}$ lorsque l'appareil fonctionne avec des électrons. Pour un fonctionnement de l'appareil avec des ions positifs ${}^7\text{Li}^+$, l'intensité maximale $I_{\max} ({}^7\text{Li}^+)$ est donnée par la relation :

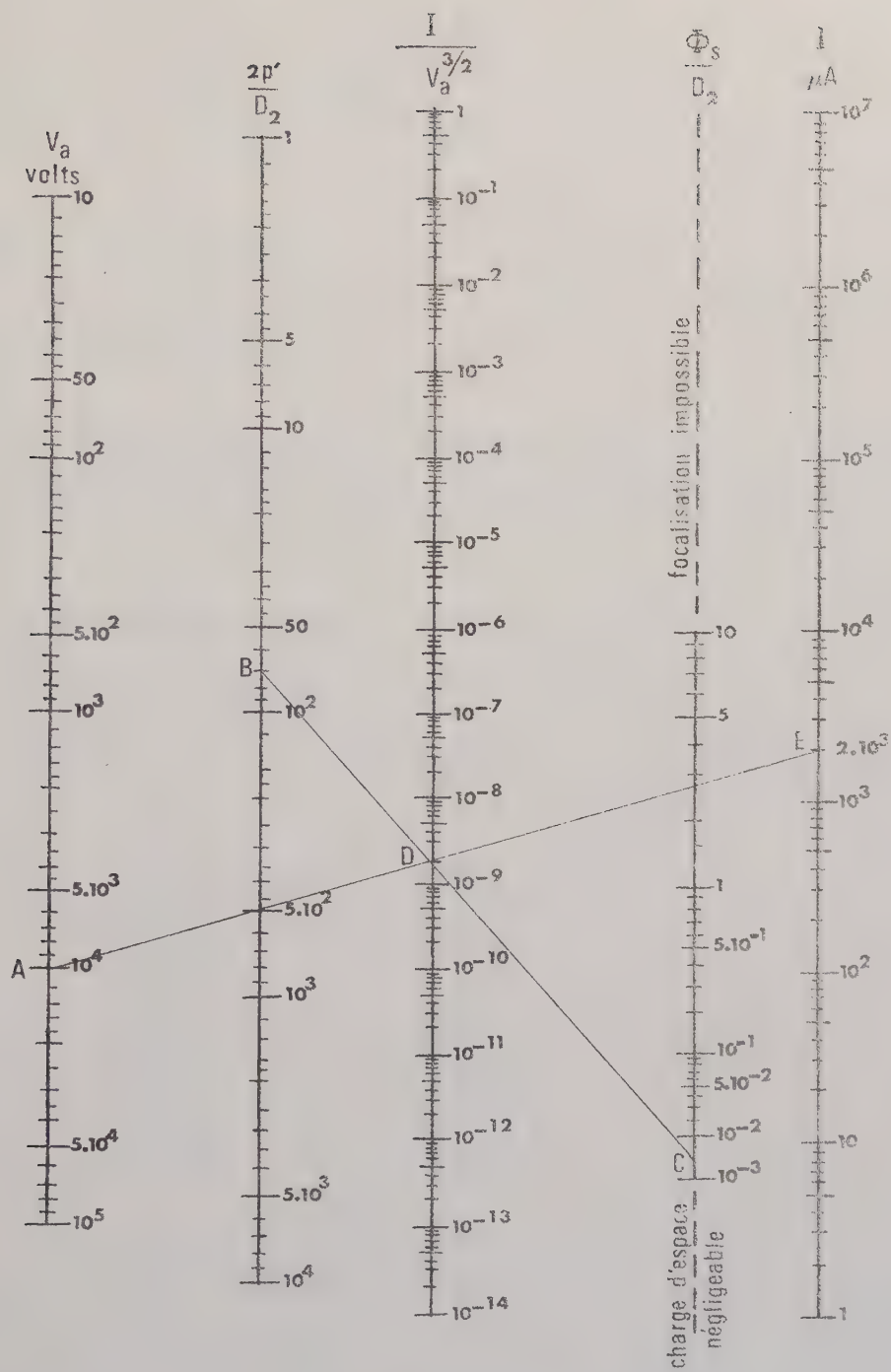


Fig 32

Abaques relatifs à l'aberration de charge d'espace

$$\frac{I_{\max} {}^7\text{Li}^+}{I_{\max} \text{élect.}} = \frac{v {}^7\text{Li}^+}{v_{\text{élect.}}} = \sqrt{\frac{m_{\text{élect.}}}{m_{{}^7\text{Li}^+}}}$$

or $m_{{}^7\text{Li}^+} \simeq 1850.7 \cdot m_{\text{élect.}}$

d'où : $I_{\max} ({}^7\text{Li}^+) \simeq 18 \mu \text{A.}$

Ainsi, même pour notre plus faible potentiel accélérateur, ce défaut est négligeable car les intensités calculées ci-dessus sont très supérieures à celles obtenues expérimentalement.

3°) Mesure du diamètre du spot

a) Principe de la mesure

Le principe de la mesure est résumé par le schéma de la figure 33.

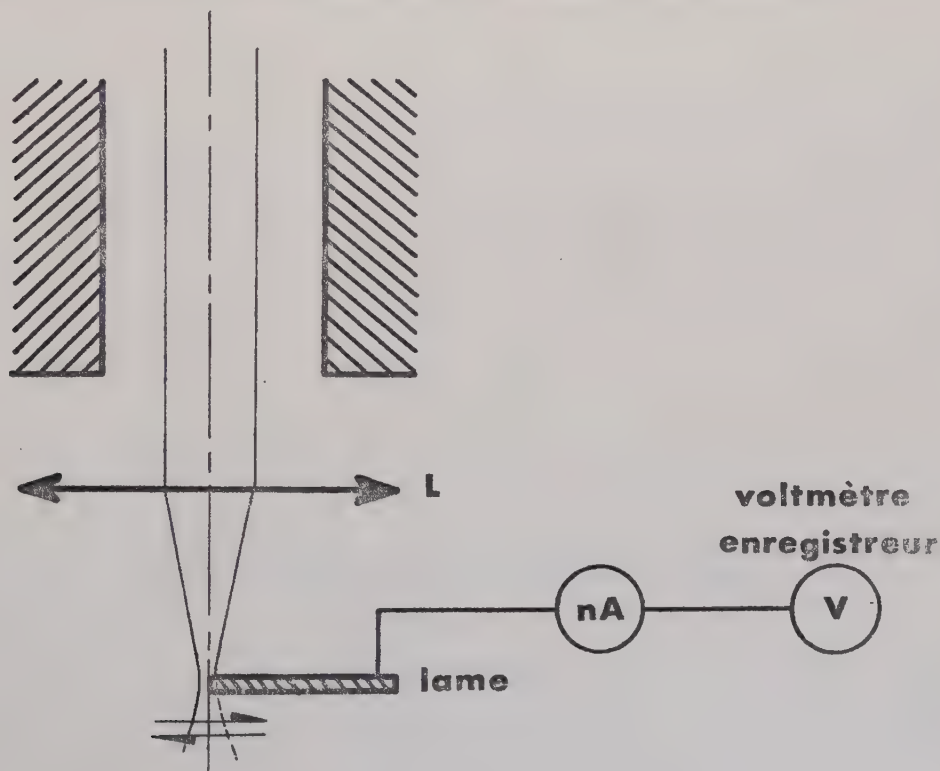


Fig 33

Une lame à bord net est placée sur le porte-cible et isolée électriquement de celui-ci. Le faisceau est focalisé dans le plan de la lame qui est disposée de telle façon que son arête passe par l'axe du système optique. Un nanoampèremètre relié à la lame permet de mesurer l'intensité de la partie du faisceau interceptée. Un enregistreur est branché à la sortie du nanoampèremètre. Lorsque le système déflecteur varie linéairement dans le temps le faisceau dans une direction perpendiculaire à l'arête de la lame, l'allure des variations de l'intensité en fonction du temps est représentée, pour une seule période du balayage en ligne, sur la figure 34. L'étude de cette courbe, nous renseigne sur la valeur du diamètre du spot. Après étalonnage, il est possible de reporter sur l'axe des temps l'amplitude du déplacement du spot. Ce déplacement est donné par la relation :

$$d = p' \cdot \frac{V_d}{V_a} \cdot \frac{\lambda}{\varepsilon} \quad (\text{Voir chapitre III})$$

b) Interprétation de la courbe

En toute rigueur, le diamètre du spot ϕ_s est égal à la longueur du segment AB.

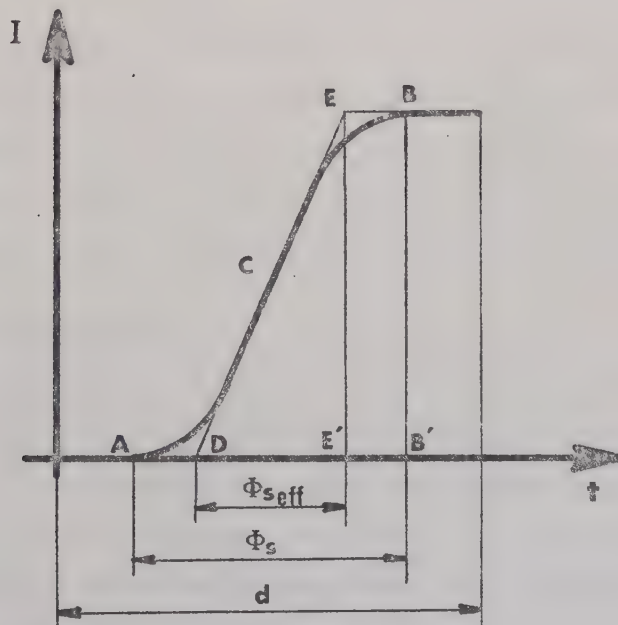


Fig 34

Au point A, le faisceau commence à être intercepté et au point B, il tombe entièrement sur la lame.

En fait, il est possible de déterminer sur cette courbe le diamètre d'un "spot efficace" obtenu de la façon suivante : nous traçons la tangente à la courbe au point d'inflexion C. La différence des abscisses des points D et E, correspondant respectivement à un courant nul et au courant maximal, nous donne le diamètre du "spot efficace".

La présence d'un maximum au centre de la courbe de distribution de la densité des particules dans la section du faisceau, justifie cette approximation (voir chapitre II).

La base de temps nous permet d'enregistrer plusieurs courbes successivement. Les enregistrements sont très reproductibles et il est même possible, quand on ajuste progressivement la tension sur la lentille, de contrôler avec précision la mise au point de la sonde sur la lame.

c) Résultats

Sur la planche VI, nous avons représenté les enregistrements obtenus de la mesure du spot de la sonde électronique, puis de la sonde ionique positive. Ces courbes correspondent à un fonctionnement de l'appareil pour une tension d'accélération moyenne de 30 KV. Nous avons utilisé notre appareil sous des tensions d'accélération variable entre 10 KV et 50 KV et les résultats des mesures que nous avons obtenus sont équivalents à ceux que nous présentons.

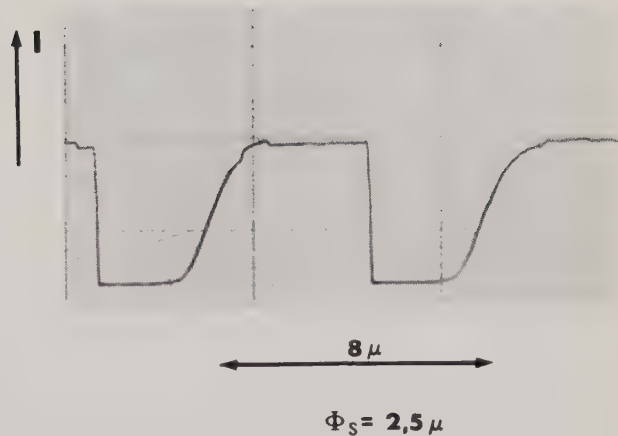
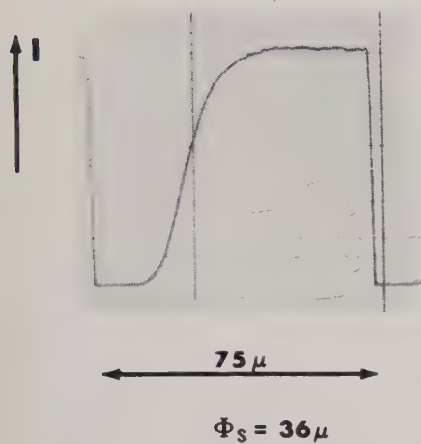
α) Sonde électronique

A titre d'exemple nous exposons tout d'abord un résultat, lointain des performances optimales de l'appareil, mais néanmoins intéressant car il permet de vérifier l'importance de la tache d'aberration de sphéricité et de déterminer la diminution du diaphragme d'ouverture D_2 de la lentille nécessaire pour que le facteur de réduction expérimental de la lentille soit du même ordre de grandeur que le facteur théorique. Pour obtenir la première courbe, nous nous sommes placés dans les conditions expérimentales suivantes :

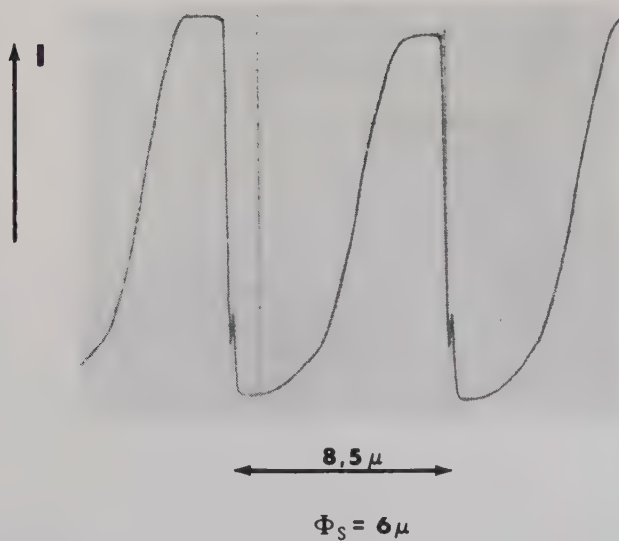
PLANCHE VI

Sonde électronique

avec aberration
de sphéricité



Sonde ionique positive Li^+



- Tension d'accélération des électrons $V_a = 30 \text{ KV}$
- Tension de déflection $V_D = 25 \text{ volts}$
- Diaphragme d'ouverture de la lentille $D_2 = 0,9 \text{ mm}$
- Distance lame-centre optique de la lentille $p' = 10,5 \text{ mm}$

L'angle d'ouverture du faisceau dans le plan image est donc :

$\alpha = 4,28 \cdot 10^{-2}$ radian et nous savons que le diamètre de la tache d'aberration dans le plan de Gauss est donné par la relation :

$$\delta = 2 C_s \alpha^3$$

Avec $C_s = 216 \text{ mm}$ nous obtenons $\delta = 34 \mu$

Les résultats expérimentaux déduits de la première courbe, conduisent à un diamètre de spot égal à : $\phi_s = 30 \mu$; le diamètre du "spot efficace" étant égal à $\phi_{s_{\text{eff}}} = 15 \mu$.

Sachant que le diamètre du cross-over est approximativement égal à 100μ , nous aurions dû obtenir un diamètre de spot théorique de $\phi_s = 2 \mu$ puisque le facteur de réduction choisi est égal à 0,02. C'est donc l'aberration de sphéricité qui limite dans ce cas, la finesse de la sonde.

Toutefois, nous avons vu au chapitre II, dans le paragraphe relatif à l'étude du système réducteur, que pour un diaphragme d'ouverture de 0,280 mm, le diamètre de la tache d'aberration dans les mêmes conditions expérimentales est de 1μ . En fait, nous avons ensuite utilisé un diaphragme de 0,250 mm de diamètre. La **seconde** courbe représente l'enregistrement correspondant à cette mesure pour $V_a = 30 \text{ KV}$ et $V_D = 2,75 \text{ volts}$. Nous avons obtenu un diamètre du spot égal à $\phi_s = 2,8 \mu$, et le spot efficace a alors un diamètre de $1,6 \mu$.

Ces résultats expérimentaux vérifient d'une façon satisfaisante les conclusions théoriques car nous avons atteint sensiblement le facteur de réduction calculé. Toute réduction supplémentaire de l'ouverture de la lentille ne con-

duirait qu'à une diminution de l'intensité, sans pour autant modifier le diamètre de la sonde.

Au cours de notre étude expérimentale, nous avons pu atteindre une intensité maximale du courant électronique de $I = 5 \cdot 10^{-6}$ A avec une tension d'accélération de 50 KV et un filament chauffé vers 3000°K, tout en conservant la finesse de la sonde (à savoir 3μ de diamètre total environ).

Actuellement, les sondes électroniques très utilisées dans les applications de micro-usinage, sont caractérisées par la densité de puissance moyenne ω de leur spot (31). Cette densité de puissance moyenne ω se calcule à l'aide de la relation :

$$\omega = \frac{V_a I}{S}$$

S étant l'aire de la section du spot de la sonde.

Dans notre cas nous avons : $V_a = 50$ KV

$$I = 5 \mu A$$

$$S = 7,1 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^2$$

La densité de puissance ω est alors : $\omega = 3,5 \text{ MW/cm}^2$.

β) Sonde ionique

Nous avons employé des ions ${}^7\text{Li}^+$ et, dans les mêmes conditions expérimentales que précédemment, nous avons obtenu les résultats suivants :

$$\text{Diamètre de la sonde} \quad \phi_S = 6,2 \mu$$

$$\text{Diamètre efficace de la sonde} \quad \phi_{S \text{ eff}} = 3,3 \mu$$

avec $V_a = 30$ KV, $V_D = 3$ volts et $p' = 10,5$ mm

Le diamètre de la sonde ionique est supérieur à celui de la sonde électronique, car la source d'ions lithium est volumineuse et par suite sa surface émissive est moins bien définie et plus grande que celle d'un filament de tungstène. Le cross over ionique a donc un diamètre important (300μ environ),

qui justifie le manque de finesse de la sonde ionique. Le facteur de réduction théorique est encore respecté.

Cependant nous aurions pu obtenir une sonde ionique plus fine en diaphragmant le faisceau à sa sortie du canon (diaphragme D_1 ; voir chapitre II), mais au détriment de l'intensité finale. De plus, l'importance de la contamination en fonctionnement ionique peut avoir pour conséquence l'obstruction rapide de ce diaphragme. L'intensité maximale que nous avons atteint pour une sonde de 6μ de diamètre total et avec une tension d'accélération de 50 KV est égale à 10^{-7} A. La densité de puissance moyenne est alors de $\omega = 17 \text{ KW/cm}^2$. L'amélioration de ces performances nécessiterait l'utilisation de sources ioniques de plus grande brillance.

CHAPITRE VI

=====

APPLICATION A LA MICROSCOPIE A BALAYAGE

Nous achevons notre travail par une application illustrant les performances et les possibilités de notre appareil à sonde ionique positive ou électronique. Le dispositif de déflection, incorporé dans notre montage, nous permet d'adapter l'appareil en microscope à balayage par utilisation du "courant-échantillon" (32). Cette application est basée sur le principe exposé ci-dessous.

1°) Principe

Une cible est bombardée par une sonde électronique d'intensité I_p . Certains électrons incidents subissent des chocs élastiques et repartent vers la source avec une grande énergie, soit directement (électrons réfléchis), soit après avoir diffusé à l'intérieur du matériau (électrons rétrodiffusés)!

La profondeur de diffusion dépend de l'énergie initiale des électrons et de la nature de l'échantillon. Les autres électrons primaires subissent des chocs inélastiques et perdent leur énergie pour extraire de la cible des électrons secondaires "vrais" de faible énergie (33) (figure 35)!

Soient I_r l'intensité du courant d'électrons rétrodiffusés et réfléchis

I_s l'intensité du courant d'électrons secondaires "vrais"

Le "courant échantillon" I_e est alors défini par la relation :

$$I_e = I_p - (I_r + I_s)$$

Lorsque la sonde est déplacée en ligne et en image sur une surface déterminée de l'échantillon, le courant I_e varie en fonction du numéro atomique du matériau bombardé et du relief de l'échantillon (34)!. Ces variations de I_e nous permettent de réaliser une image de la cible, à l'aide du dispositif expérimental exposé dans le paragraphe suivant.

Remarque

Précisons que pour une sonde ionique positive ($^7\text{Li}^+$), les ions ne diffusent pas dans le matériau en raison de leur volume. Ils peuvent perdre leur énergie sur la surface de l'échantillon pour engendrer l'émission secondaire (électronique ou ionique), ou bien être directement réfléchis en conservant une énergie importante. La rétrodiffusion est remplacée par la réflexion mais le principe demeure inchangé, l'intensité I_r désignant la totalité des particules rétrodiffusées et réfléchies.

2°) Dispositif expérimental

Les principaux éléments de ce dispositif sont représentés sur le schéma de la figure 36. L'échantillon est relié à la masse par l'intermédiaire d'une résistance de $1\text{ M}\Omega$. Pour un courant I_2 de 10^{-9} A par exemple, la tension aux bornes de cette résistance est de 1 mV . Cette tension est ~~modulée~~ à une fréquence convenable, amplifiée, redressée et appliquée au wehnelt d'un tube cathodique à écran rémanent (35). Les tensions de balayage en ligne et en image sont appliquées simultanément aux systèmes défecteurs respectifs de l'appareil à sonde et du tube cathodique, dont l'intensité du faisceau électronique est modulée par le wehnelt. Nous obtenons ainsi sur l'écran rémanent l'image de la surface de la cible par la sonde. Un appareil photographique placé devant l'écran enregistre l'image en cours de formation.

En fait, notre travail n'incluant pas l'étude particulière de la rétrodiffusion, de la réflexion ou de l'émission secondaire vraie, nous avons simplifié notre application en réalisant uniquement des images de grilles de pas connu.

La grille à observer est fixée sur le porte-cible et elle est isolée de celui-ci électriquement ; le montage de la figure est conservé. Cette simplification présente l'avantage de fournir une modulation très franche du faisceau électronique du tube. De plus, la grille peut être utilisée pour l'étalonnage des grossissements.

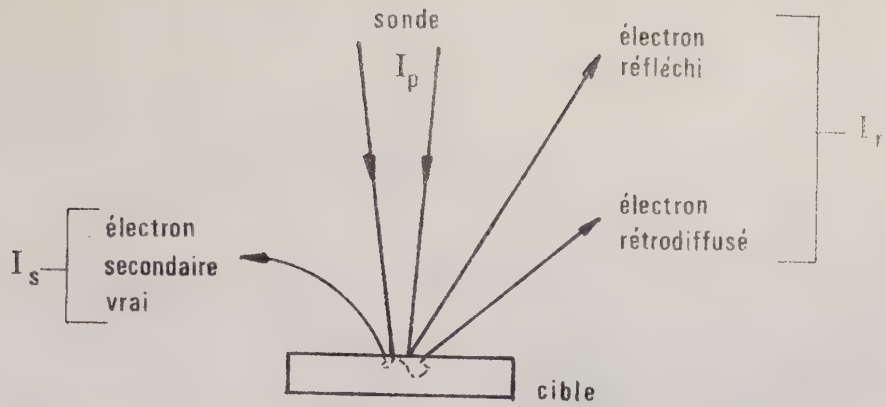


Fig 35

émission secondaire due au bombardement de particules

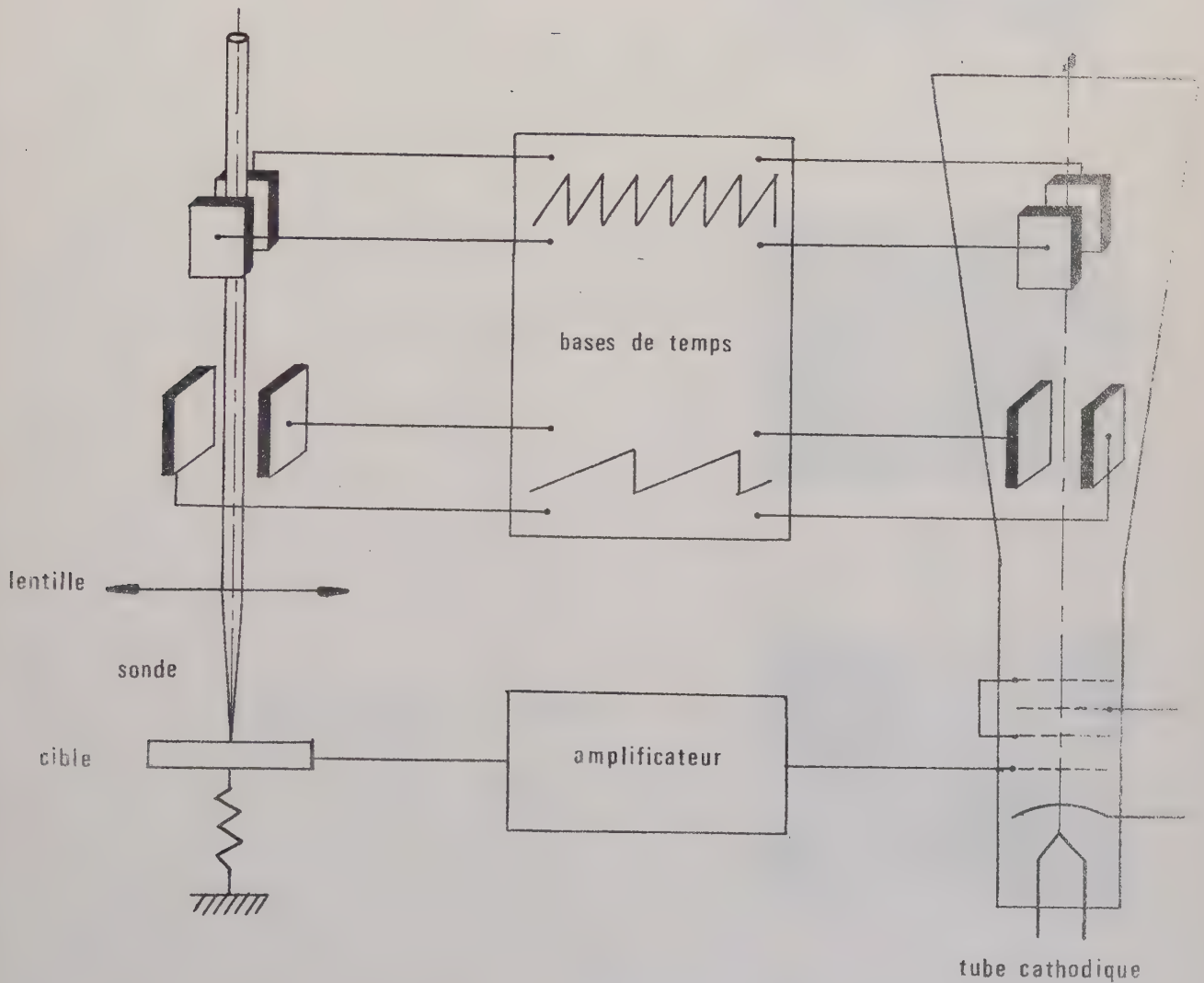


Fig 36

Application à la microscopie à balayage

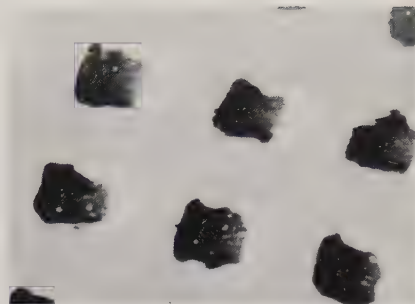
Schéma de principe

planche VII

IMAGES DE GRILLES

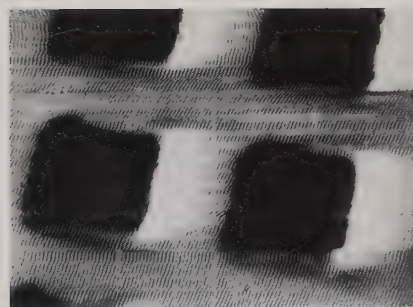
avec sonde électronique

Pas 63μ



A

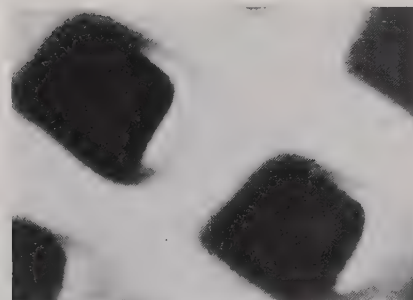
Pas 25μ



B

avec sonde ionique
positive Li^+

Pas 170μ



C

APPLICATION A LA MICROSCOPIE A BALAYAGE

Afin d'éviter un bruit de fond trop intense, nous avons choisi une fréquence de balayage en ligne très faible ($N = 0,25$ Hz). Une image faite avec 240 lignes, nécessite par conséquent un temps de pose de 16 minutes. La durée de l'exposition nous permet de juger de la stabilité de fonctionnement de notre appareil.

Enfin, la netteté des images obtenues nous apporte une confirmation de la finesse de la sonde d'une part, et de la faiblesse de ses aberrations aux grands angles de déviation d'autre part.

Les clichés A et B de la planche VII ont été obtenus avec une sonde électronique et le cliché C, avec une sonde ionique positive (${}^7\text{Li}^+$). Bien qu'ayant été obtenues dans des conditions assez sommaires, ces images illustrent de façon satisfaisante les résultats des chapitres précédents.

CONCLUSION

L'appareil que nous avons construit est d'une conception simple et d'une utilisation facile. Il permet d'obtenir, dans un domaine de tension d'accélération compris entre 10 et 50 KV, une sonde fine et intense d'ions positifs ou d'électrons dont les caractéristiques essentielles sont les suivantes :

	sonde électronique	sonde ionique ${}^7\text{Li}^+$
diamètre du spot efficace :	1,5 μ	3 μ
Intensité maximale :	$5 \cdot 10^{-6}$ A	10^{-7} A

Les essais que nous avons effectués montrent que cet appareil présente une bonne stabilité de fonctionnement et qu'il est utilisable en microscopie ionique à balayage. Il semble donc possible dès maintenant, en recueillant convenablement et après filtrage de masse les ions secondaires caractéristiques émis par la cible au point d'impact du faisceau primaire, d'étendre le domaine d'application de cet appareil à la spectrographie de masse ponctuelle des solides.

B I B L I O G R A P H I E

- 1 Von Ardenne M., Z.f. Physik, 109, 553, 1938.
- 2 Von Ardenne M., Z. Techn. Physik, 20, 344, 1939.
- 3 Castaing R., Thèse Paris, 1951.
- 4 Einstein P.A., 1st Int. Conf. on Electron and Ion beam sci. and techn.
Ed Bakish 1965.
- 5 Von Ardenne M., 1st Int. Conf. on Electron and Ion beam sci. and techn.
Ed Bakish 1965.
- 6 Von Ardenne M., Tabellen Zur Angewandten Physik tome I Berlin 1962.
- 7 Wahlin, Phys. Rev. 37, 467, 1931.
- 8 Blewett et Jones, Phys. Rev. 50, 464, 1936.
- 9 Von Ardenne M., Tabellen Zur Angewandten Physik, tome I, Berlin 1962.
- 10 Ellis, S. G., Brit. J. Appl. Phys. 18, 879, 1947.
- 11 Haine M.E., Einstein P.A., Brit. J. Appl. Phys. 3, 40, 1952.
- 12 Haine M.E., Einstein P.A., Borchers P.H., Brit. J. Appl. Phys. 9, 482,
1958.
- 13 Kawakatsu H., Matsui S., Kanaya K. Optik 7, 22, 476, 1965.
- 14 Gauzit M., Annales de Physique, 9, 1954.
- 15 Couchet G., Annales de Physique, 9, 1954.
- 16 Regenstreif E., Annales de Radioélectricité, 6, 1951.
- 17 Lippert, Pohlitz, Optik, 2, 9, 456, 1952.
- 18 Lippert, Pohlitz, Optik, 3, 10, 447, 1953.
- 19 Grivet P., et coll. Optique Electronique, tome I, Ed. Colin, 1958.
- 20 Magnan C., et coll. Microscopie Electronique, tome I, Ed. Hermann, 1961.
- 21 Liebmann G., Proc. Phys. Soc. 62, 213, 1949, et 62, 753, 1949.

- 22 Kaminsky M., Atomic and ionic impact phenomena on metal surfaces, Ed. Springer, New-York, 1965.
- 23 El Kareh A.B., R.C.A. Rev. 5, 24, 1963.
- 24 Cosslett V.E., Engström A., Pattee H.H., X. Ray Microscopy and Microradiography, Ed. Ac. Press New-York, 1957.
- 25 Kawakatsu H., Kanaya K., J. of Electron Microscopy, 2, 10, 1961.
- 26 Davoine F., Isaac R., Wannieuwenhuyze F., Colloque de la Sté Fse de Microscopie Electronique Lyon, 1961.
- 27 Dupouy G., Eléments d'Optique Electronique, Ed. Colin, 1952.
- 28 Thomson B.J., Headrick L.B., Proc. I.R.E., 28, 318, 1940.
- 29 Schwartz J.M., R.C.A. Rev. 1, 18, 3, 1957.
- 30 Hollway D.L., Australian J. Sci. Research., 5, 430, 1952.
- 31 Einstein P.A., Harway D.R., Simmons P.J., J. Sci. Instrum. 40, 562, 1965.
- 32 Philibert J., Weinryb E., Proc. 3 rd Int. Symp. X Ray Optics Microanalysis Stanford 1962.
- 33 Danguy L., Franeau J., Cornez J., Depestel M., J. de Physique, 26, 148 A, 1965.
- 34 Weinryb E., Philibert J., 3 rd European Regional Conf. on Electron Microscopy, Prague, 1964.
- 35 Pinard J., Thomas F., Weinryb E., Philibert J., J. de Physique, 24, 45 A, 1963.

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté :

PRINCIPE ET PERSPECTIVES D'AVENIR DE LA CONVERSION
D'ENERGIE THERMOIONIQUE

- - - -

Vu :

Vu et approuvé :

Les membres du Jury

Le Doyen de la Faculté des Sciences

MM. R. BERNARD

J. BRACONNIER

R. GOUTTE

C. GUILLAUD

Vu et accordé le permis d'imprimer

Lyon, le 15 décembre 1965

Le Recteur

Président du Conseil de l'Université

P. LOUIS

